

Entwicklung und experimentelle Validierung eines Verfahrens zur Erweiterung der numerischen Kavitationsmodellierung

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Christian Schaad

aus Aschaffenburg

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. M. Hampe
Tag der Einreichung:	2. Juni 2009
Tag der mündlichen Prüfung:	14. Juli 2009

Darmstadt 2010

D 17

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die genannten Hilfsmittel verwendet zu haben.

Christian Schaad

Darmstadt, 31. Mai 2009

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet *Fluidsystemtechnik*, ehemals *Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik*, der Technischen Universität Darmstadt.

Meinem ehemaligen Fachgebietsleiter und Hauptreferenten, Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel danke ich ganz besonders herzlich für die Anregungen zu dieser Arbeit, die wertvollen Ratschläge in vielen Fachgesprächen sowie die gewährten Freiheiten bei der Bearbeitung meiner Projekte.

Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Pelz, dem Leiter des Fachgebiets *Fluidsystemtechnik* während des letzten Drittels meiner Arbeit, danke ich für die vielen wertvollen Anregungen und die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut erfolgreich abzuschließen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Hampe, Leiter des Fachgebiets Thermische Verfahrenstechnik, danke ich für die Übernahme des Korreferats und das entgegengebrachte Vertrauen.

Bedanken möchte ich mich bei dem Forschungsfond Pumpen im VDMA und bei der AiF für die Bereitstellung der finanziellen Mittel im Rahmen des Forschungsvorhabens. Dem Arbeitskreis „Kavitation in anderen Flüssigkeiten als Wasser“ und dem Obmann Herrn M. Hirschberger danke ich für die anregenden Diskussionen in den begleitenden Sitzungen.

Herrn M. Bogner und dem Leiter des Lehrstuhls für Fluidmechanik der TU München, Herrn Prof. Dr.-Ing. Schilling danke ich für die fruchtbare Kooperation bei der Projektbearbeitung und die unkomplizierte Hilfe bei Problemen mit der Numerik.

Herzlicher Dank gilt Herrn Dr.-Ing. G. Ludwig und meinen Kolleginnen und Kollegen am Fachgebiet FST für viele anregende Diskussionen, ihre Hilfsbereitschaft und das freundliche Arbeitsklima. Ein spezieller Dank geht an meine „Bürokolleschin“, Frau Valérie Bischof, für höchst angenehme Zusammenarbeit und Austausch.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei der Fachgebietswerkstatt für ihre Unterstützung während der Versuchsaufbauten und bei den Studenten, die mich mit ihren Studien- und Diplomarbeiten unterstützt haben.

Mein herzlichster Dank geht an meine Familie, die durch ihre langjährige Unterstützung diese Arbeit ermöglichte. Ihnen widme ich die Arbeit.

Christian Schaad

ingenieurbuero@christian-schaad.de

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Formelzeichen und Abkürzungen	ix
1. Einleitung	1
1.1. Problemstellung	1
1.2. Zielsetzung und Vorgehensweise	3
2. Grundlagen	4
2.1. Kavitation	4
2.1.1. Allgemeines und Definitionen	4
2.1.2. Einflussfaktoren auf die Kavitation	6
2.2. Die Rayleigh-Plesset-Gleichung und ihre Erweiterungen	11
2.3. Kavitationsmodellierung in der numerischen Strömungssimulation . . .	15
2.3.1. Kavitationsmodelle in der Numerik	15
2.3.2. Verwendeter Löser	16
2.3.3. Annahmen und Vereinfachungen des blasendynamischen Modells	16
2.3.4. Eingriffsmöglichkeiten	17
3. Simulation der blasendynamischen Modelle	19
3.1. Verwendete Software und Modellierung	19
3.2. Vergleich des erweiterten Rayleigh-Plesset-Modells mit dem CFD- Modell in Modelica	21
3.3. Definition des effektiven Zerreißdrucks	23
3.4. Simulationsergebnisse zum effektiven Zerreißdruck	26
3.4.1. Einfluss freier Gasanteile	27
3.4.2. Einfluss der Oberflächenspannung	29
3.4.3. Einfluss der Viskosität	31
3.4.4. Einfluss des Dampfdrucks und der Temperatur	32
3.5. Fazit	36

4. Experimentelle Bestimmung von effektiven Zerreidrucken	38
4.1. Beschreibung der Zerreiapparat	38
4.1.1. Aufbau und Messtechnik	38
4.1.2. Realisierung der Druckregelung	41
4.1.3. Grenzen des Versuchsaufbaus	42
4.1.4. Untersuchte Flüssigkeiten	43
4.2. Ergebnisse	45
4.2.1. Variation von Gasgehalten bei verschiedenen Flüssigkeiten	45
4.2.2. Untersuchungen bei erhöhter Temperatur in Wasser und Glykol	49
4.3. Fazit	51
5. bertragung effektiver Zerreidrucke auf kavitierende Strömungen	52
5.1. Untersuchte Konfigurationen	52
5.2. Kavitierende Düse mit verschiedenen Flüssigkeiten	53
5.2.1. Versuchsaufbau	53
5.2.2. CFD-Modellierung	60
5.2.3. Ergebnisse	61
5.3. Pumpe bei erhöhter Temperatur	64
5.3.1. Versuchsaufbau	64
5.3.2. CFD-Modellierung	65
5.3.3. Ergebnisse	66
5.4. Wasser und Glykol an einem umströmten Profil und in einer Radialpumpe	68
5.4.1. Versuchsaufbau	68
5.4.2. CFD-Modellierung	73
5.4.3. Ergebnisse am umströmten Profil	74
5.4.4. Ergebnisse an der Pumpe	77
5.5. Fazit	78
6. Zusammenfassung und Ausblick	80
Literaturverzeichnis	83
A. Numerische Behandlung des umströmten Profils in Glykol	89
A.1. Implementierung eines Turbulenzmodells mit variablen Zeitskalen	89
A.2. Korrekte Berechnung der Ablösung ohne Kavitation	93
A.3. Rechnungen mit Kavitation	94
B. Details der Regelung der Zerreiapparat	97

C. Überlegungen zum Geschwindigkeitseinfluss

98

Abbildungsverzeichnis

1.1. Empfehlung des <i>Hydraulic Institute</i> zur Reduktion von $NPSH_R$ über der Temperatur für verschiedene Flüssigkeiten	2
2.1. Isotherme und zugspannungsbehaftete Verdampfung im p - v -Diagramm	7
2.2. Kugelförmige Mikroblass im statischen Gleichgewicht	11
2.3. Abhängigkeit des thermodynamischen Parameters Σ von der Temperatur für Wasser und Monoethylenglykol	14
2.4. Experimentell bestimmte Keimspektren, zusammengestellt von SAUER[43]	18
3.1. Schema des Simulationssystems	20
3.2. Druckverlauf durch die Versuchsdüse ohne Verluste	22
3.3. Verhalten eines Keims beim Durchgang durch die Versuchsdüse	22
3.4. Variation des Druckverlaufs durch die Versuchsdüse	23
3.5. Verhalten eines Keims bei variiertem Druckverlauf	23
3.6. Gasvolumen bei zwei verschiedenen Druckabfallraten	24
3.7. Volumenzuwachsraten bei verschiedenen inversen Druckabfallraten über der Zeit	25
3.8. Volumenzuwachsraten über dem Druck; Schnittpunkt mit Dampfdruck bei $1800 \frac{\text{ms}}{\text{bar}} / 40 \frac{\%}{\text{s}}$	26
3.9. Differenz zwischen effektivem Zerreißdruck und Dampfdruck über dem Gehalt freier Gase	28
3.10. Einfluss der einzelnen Terme bei Veränderung des freien Gasgehalts durch Variation der Keimdichte	28
3.11. Einfluss der einzelnen Terme bei Veränderung des freien Gasgehalts durch Variation des Anfangskeimradius	29
3.12. Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation der Oberflächenspannung	30
3.13. Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der Oberflächenspannung .	30
3.14. Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der dynamischen Viskosität .	31
3.15. Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der dynamischen Viskosität .	32

3.16. Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation des Dampfdrucks	33
3.17. Einfluss der einzelnen Terme bei Variation des Dampfdrucks	33
3.18. Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation der Temperatur in Wasser unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts	34
3.19. Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der Temperatur in Wasser unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts	34
3.20. Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation der Temperatur in Glykol unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts	35
3.21. Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der Temperatur in Glykol unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts	36
4.1. CAD-Modell der Zerreiapparat	39
4.2. Exemplarischer Versuchsablauf	39
4.3. Foto der Zerreiapparat	40
4.4. Fotos des lhydraulischen Teils (li.) und des Hydraulikaggregats (re.) . .	41
4.5. Aufnahmen vor und während der Gasentstehung eines Versuchs	41
4.6. Kavitationsereignis mit Blasenwachstum und -kollaps	43
4.7. Gasgehaltsbestimmung nach VAN'SLYKE	45
4.8. Effektive Zerreißdrücke von Wasser über dem Gasgehalt	47
4.9. Effektive Zerreißdrücke von Glykol über dem Gasgehalt	47
4.10. Effektive Zerreißdrücke von Wärmeträgeröl über dem Gasgehalt	48
4.11. Effektive Zerreißdrücke von Heizöl über dem Gasgehalt	48
4.12. Effektive Zerreißdrücke von Silikonöl über dem Gasgehalt	49
4.13. Einfluss der Temperatur auf den gemessenen und berechneten effektiven Zerreißdruck, halblogarithmische Darstellung	50
4.14. Einfluss der Temperatur auf den gemessenen und berechneten effektiven Zerreißdruck, lineare Darstellung	50
5.1. Geometrie der Versuchsdue	54
5.2. Prinzipschaltbild des Dsenversuchsstands	54
5.3. CAD-Modell der Versuchsdue	55
5.4. Ausgeführter Düsenprüfstand	56
5.5. Düse mit Kamera	57
5.6. Beispielmessung eines Durchblaseversuchs	59
5.7. Bestimmung der gemittelten Größe von Kavitationszonen	59

5.8. Größe der Kavitationszone in Wasser bei verschiedenen Kavitationszahlen	60
5.9. Rechennetz der Düse	61
(a). Gesamtansicht	61
(b). Detail im engsten Querschnitt	61
5.10. Vergleich der mit CFD berechneten Dampfvolumenfraktion (oben) und der gemessenen Kavitationszone (unten) bei $\sigma_{eff}=2,5$	62
5.11. Größe der Kavitationszone ohne Verwendung effektiver Zerreißdrücke bei verschiedenen Flüssigkeiten und Gesamtgasgehalten in $\frac{mg}{l}$ (Zahl hinter der Flüssigkeit)	62
5.12. Größe der Kavitationszonen mit Korrektur durch effektive Zerreißdrücke, Zahlen kennzeichnen Gesamtgasgehalt in $\frac{mg}{l}$	63
5.13. Zufällig auftretende einseitige Strömungsablösung bei REYNOLDSzahlen im Bereich unter 7 000 am Beispiel der Versuche mit Silikonöl	64
5.14. Versuchsaufbau zur Messung von Abreißkurven bei erhöhter Temperatur	65
5.15. Abfall von $NPSH_{3\%}$ bei verschiedenen Temperaturen	67
5.16. CAD-Modell des Versuchsaufbaus	68
(a). Gesamtansicht	68
(b). Profilmessstrecke und Versuchspumpe	68
5.17. Foto der Versuchspumpe	69
5.18. Gesamte Profilmessstrecke	70
5.19. Messstrecke mit Profil	71
(a). Eingebautes Profil	71
(b). ALE-25-Profil	71
5.20. Verarbeitung der Einzelaufnahmen	72
5.21. Anordnung der PIV-Messtechnik	73
5.22. Exemplarische Momentaufnahme der Kavitationszone in Wasser bei $\sigma=2,0$	73
5.23. Exemplarische Einzelaufnahmen der Kavitationszonen in Wasser und Glykol bei $\sigma=2,0$ und $u_{\infty}=8 \frac{m}{s}$	74
5.24. Einfluss der Flüssigkeit und der Kavitation auf die Größe der Ablösezone in der Kanalmitte	75
5.25. Einfluss der Flüssigkeit und der Kavitation auf die Größe der Ablösezone am vorderen Kanalrand	76
5.26. Gemessene Größe der Kavitationszonen von Glykol und Wasser, σ ge- bildet ohne und mit berechnetem effektivem Zerreißdruck	77
5.27. Vergleich von $NPSH_{3\%}$ -Verläufen in Wasser und Glykol	78
A.1. Mit PIV gemessene Geschwindigkeitsprofile der ungestörten Kanalströ- mung	89

A.2. Modellvariablen	91
A.3. CFD-Gitter des Profils	93
A.4. Mit PIV gemessene Ablösung am vorderen Kanalrand bei Glykol	93
A.5. Mit Kim-Chen-Modell (li.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re.) berechnetes Geschwindigkeitsfeld am Kanalrand	94
A.6. Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Kavitationszone, verglichen mit Mittelwerten und PIV-Messung (o.) . . .	95
A.7. Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Kavitationszone, verglichen mit versch. Momentanaufnahmen der PIV- Messung (o.)	95
A.8. Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Ablösezone	96
A.9. Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Kavitationszone in zwei Ebenen	96
A.10. β -Werte in Glykol mit Kavitation von oben / Seite	96
C.1. Typischer Druckverlauf längs einer Stromlinie	98
C.2. Einfluss der Geschwindigkeit auf die Größe der Kavitationszone und Korrektur nach KELLER	99
C.3. Mit dem eindimensionalen Modell berechnete effektive Zerreißdrücke über einer geschwindigkeitsproportionalen Druckabfallrate	100

Formelzeichen und Abkürzungen

Lateinische Großbuchstaben

	Einheit	
A	m^2	Fläche
D		Diffusionszahl
D_h	m	Hydraulischer Durchmesser
H	Pa	HENRYkoeffizient
L	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	Verdampfungsenthalpie
Ma		Machzahl
$NPSH$	m	Net Positive Suction Head ($\frac{p_t - p_v}{\rho g}$)
R	m	Radius
R_s	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$	Spezifische Gaskonstante
Re		REYNOLDSzahl
S	$\frac{\text{N}}{\text{m}}$	Oberflächenspannung
T	K	Temperatur
Th		THOMAZahl
\dot{V}	$\frac{\text{m}^3}{\text{s}}$	Volumenstrom
We		WEBERzahl

Lateinische Kleinbuchstaben

	Einheit	
a	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Schallgeschwindigkeit
c	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Gasgehalt
c_p	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$	Spezifische Wärmekapazität
$c_{prod/dest}$		Dampfproduktions- / Destruktionsfaktor im CFD-Modell

f	Hz	Frequenz
h	m	Kanalhöhe
k		Polytropenexponent
m	kg	Masse
\dot{m}	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Massenstrom
n	$\frac{1}{\text{min}}$	Drehzahl
n	$\frac{1}{\text{m}^3}$	Keimdichte
n_s	$\frac{1}{\text{min}}$	Spezifische Drehzahl
p	Pa / bar	Druck
p_v	Pa / bar	Dampfdruck
$p_{v,eff}$	Pa / bar	effektiver Zerreißdruck
q		Fördergrad
s	m	Lauflänge
t	s	Zeit
u	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeit
x	m	Kartesische Koordinate, Weg des Hydraulikzylinders
x_i		Stoffmengenanteil der Komponente i
y	m	Kartesische Koordinate
y^+		Dimensionsloser Wandabstand $y^+ = \frac{\rho u_\tau \delta}{\eta}$ mit $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$

Griechische Buchstaben

	Einheit	
α		Volumenbezogener Gas-/Dampfgehalt „void fraction“
α	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	Temperaturleitfähigkeit
Δ		Differenz
η	$\text{Pa}\cdot\text{s}$	Dynamische Viskosität
λ		Reibungszahl
σ		Kavitationszahl (Thomazahl)
Σ	$\frac{\text{m}}{\text{s}^{3/2}}$	Thermodynamischer Faktor
μ	$\frac{\text{J}}{\text{mol}}$	chemisches Potential
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	Kinematische Viskosität
τ	s	Charakteristische Zeit
τ_w	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$	Wandschubspannung
Θ	°	Diffusoröffnungswinkel
ζ		Druckverlustziffer
κ		Isentropenkoeffizient
ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte

Indizes

0	Anfangsbedingung
∞	ungestörte Strömung
A	Available (vorhanden)
eff	effektiv
g	Gas
ideal	ideal
Kav	Kavitation
l	Flüssigkeit
R	required (erforderlich)
stat	statische Größe
tot	Totalgröße
v	Dampf
Korr	korrigierter Wert
Ref	Referenz

1. Einleitung

1.1. Problemstellung

Die numerische Berechnung kavitierender Strömungen hat sich in den letzten Jahren aufgrund steigender Rechenleistung und numerisch stabiler Modellierung zu einem Standardwerkzeug bei der Auslegung von Kreispumpen entwickelt. Bei der Verwendung von Wasser als Medium bei niedrigem Gehalt an ungelösten Gasen führen Vergleiche mit experimentellen Untersuchungen in weiten Volumenstrombereichen oft zu sehr guten Übereinstimmungen bezüglich des Kavitationsverhaltens. Dadurch kann die Zahl gebauter Prototypen und die Anzahl der nötigen Versuche reduziert werden.

Bei experimentellen Untersuchungen in Prüfständen wird eine möglichst gut reproduzierbare Konditionierung des Wassers vorgenommen. Diese besteht in den meisten Fällen in einer Entgasung und Filterung. Dadurch wird ein Kavitationsverhalten erzeugt, welches unter Umständen nicht die im realen Einsatz auftretenden Bedingungen widerspiegelt. In der Praxis können anlagen- oder prozessbedingt erhöhte Gehalte ungelöster Gase auftreten, welche das Kavitationsverhalten hydraulischer Maschinen negativ beeinflussen. Diese Problematik versucht man in der Regel durch eine Zugabe von Sicherheitsmargen, beispielsweise in der Form erhöhter $NPSH_{3\%}$ -Werte, zu entschärfen. Eine numerische Berechnung, unter Berücksichtigung ungelöster Gase, ist aufwändig und numerisch weniger stabil.

Bei der Verwendung anderer Flüssigkeiten als Wasser gestalten sich experimentelle Untersuchungen in einem Prüfstand oft als zu aufwändig. Die Numerik kann bei geeigneter Turbulenzmodellierung nur Aussagen über sich von Wasser unterscheidende Kavitationszonen treffen, die aus der reinen Strömungsmechanik resultieren. Das Kavitationsverhalten selbst wird jedoch mit der gleichen Modellierung wie in Wasser berechnet. Auch in diesem Fall werden bei den Pumpenherstellern die berechneten oder in Wasser gemessenen Kennwerte aus Erfahrungen mit Zu- oder Abschlägen belegt, die oft auch firmenspezifisch sind.

Der Einsatz von Flüssigkeiten in Bereichen, in denen das Kavitationsverhalten von sogenannten *thermodynamischen Effekten* geprägt wird, ist ein weiteres, schwierig zu behandelndes Feld. Thermodynamische Effekte reduzieren zwar die Ausbildung von Kavitation, die Nichtberücksichtigung führt jedoch zu unnötigen Sicherheiten. Je näher sich der thermodynamische Zustand einer Flüssigkeit an ihrem kritischen Punkt befindet, desto größer ist der Einfluss dieser Effekte zu erwarten. Die Nähe zum kritischen Punkt führt in vielen Fällen zu sehr hohem Aufwand in einer Versuchsanlage. Die numerische Erfassung dieser Effekte bedingt die zusätzliche Berechnung der Wärmeleitung idealerweise an jeder einzelnen Dampfblase, wodurch der numerische Aufwand stark ansteigt. Zur Berücksichtigung thermodynamischer Effekte existieren verschiedene empirische Methoden wie zum Beispiel die in Abbildung 1.1¹ vom *Hydraulic Institute* veröffentlichten Empfehlungen zur Reduktion der in Wasser bestimmten $NPSH_R$ -Werte über der Temperatur für verschiedene Flüssigkeiten [30].

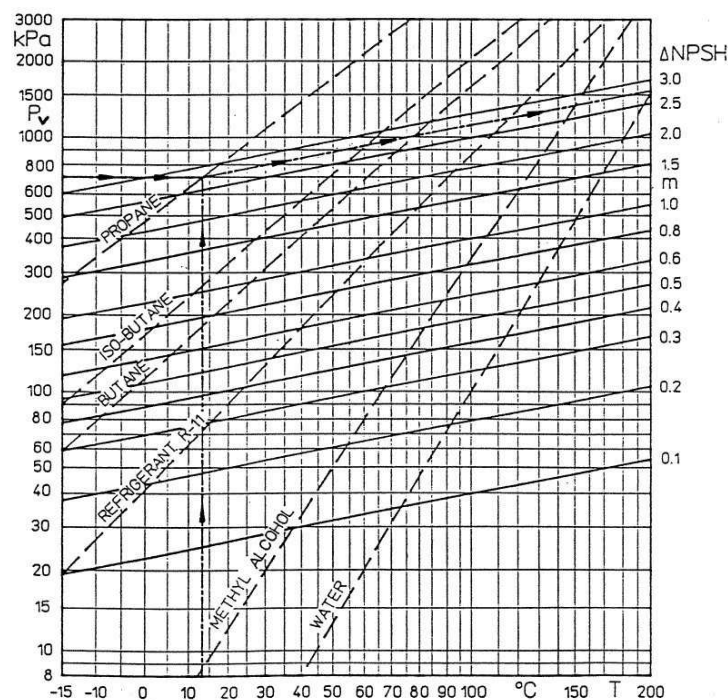


Abb. 1.1: Empfehlung des *Hydraulic Institute* zur Reduktion von $NPSH_R$ über der Temperatur für verschiedene Flüssigkeiten

¹ Verwendung des Nomogramms: Ausgehend von einer Temperatur (hier beispielhaft 13°C) wird der Schnittpunkt mit der Linie der Flüssigkeit bestimmt (hier für Propan). Aus diesem kann zunächst der Dampfdruck abgelesen werden (im Beispiel ca. 700 kPa). Vom Schnittpunkt einer Parallelen zu den Isolinien für $\Delta NPSH$ folgend, kann nun an der rechten Skala die empfohlene Reduktion von $NPSH_R$ abgelesen werden (exemplarisch ca. 2,7 m).

Es existieren somit mittlerweile relativ sichere Methoden zur Voraussage von Kavitation in Wasser ohne Einbeziehung des Einflusses ungelöster Gase und thermodynamischer Effekte. Eine geschlossene, zuverlässige Methode zur Berücksichtigung dieser zusätzlichen Effekte sowie der Behandlung anderer Flüssigkeiten als Wasser steht bislang nicht zur Verfügung. Durch Bereitstellung eines solchen Verfahrens könnten somit einerseits unnötige Sicherheitsmargen verkleinert und andererseits vorzeitige Kavitationsschäden aufgrund fehlender Korrekturwerte verhindert werden.

1.2. Zielsetzung und Vorgehensweise

Ausgehend von den sehr guten Ergebnissen und der numerischen Stabilität, die das bestehende blasendynamische Modell in der Vorhersage von Kavitation mit CFD in *kaltem* Wasser liefert, soll ein Verfahren entwickelt werden, welches den Einfluss ungelöster Gase und des thermodynamischen Effekts berücksichtigt sowie eine Berechnungsmöglichkeit für andere Flüssigkeiten als Wasser schafft.

Zu diesem Zweck wird zunächst ein eindimensionales numerisches Simulationsmodell einer erweiterten Form der RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung erstellt, welches die genannten Effekte berücksichtigt. Durch einen Vergleich dieses Modells mit dem im CFD-Löser bestehenden Modell wird dessen Plausibilität überprüft.

Über die Definition eines *effektiven Zerreißdrucks*, welcher mit dem eindimensionalen Simulationsmodell berechnet wird, kann ohne Beeinflussung der numerischen Stabilität ein Eingriff in den Dampfdruck des CFD-Modells vorgenommen werden. Mit dem eindimensionalen Modell wird durch eine Parametervariation der Einfluss unterschiedlicher Stoffwerte auf den effektiven Zerreißdruck unabhängig voneinander untersucht.

In einer speziellen Messapparatur erfolgt anschließend für ausgewählte Flüssigkeiten eine Validierung der berechneten effektiven Zerreißdrücke bei verschiedenen Gasgehalten.

Die Übertragbarkeit der ermittelten effektiven Zerreißdrücke auf kavitierende *Strömungen* wird durch den Vergleich von Messungen und CFD-Berechnungen an einer Versuchsdüse, einem angestellten Profil sowie zweier Kreispumpen überprüft. Intensiver wird dabei auf das Kavitationsverhalten von Monoethylenglykol im Vergleich zu Wasser, speziell in Bezug auf die Wechselwirkung zwischen Strömungsmechanik und Kavitation, eingegangen.

Abschließend folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse sowie ein Ausblick.

2. Grundlagen

2.1. Kavitation

2.1.1. Allgemeines und Definitionen

Mit *Kavitation* bezeichnet man allgemein die Entstehung und den schlagartigen Zerfall von Dampfblasen in strömenden Flüssigkeiten aufgrund dynamischer Druckänderungen.

Fällt der statische Druck unter den bei der vorliegenden Temperatur herrschenden Dampfdruck, verdampft Flüssigkeit in diesem Bereich. Die entstandenen Dampfblasen werden mit der Strömung in Gebiete höheren Drucks transportiert und zerfallen dort wieder schlagartig. Probleme, die durch Kavitation in technischen Anlagen entstehen können, sind unter anderem:

- **Versperrungswirkung / Choking:** Durch die Expansion der Dampfblasen und die daraus resultierende Volumenvergrößerung steigen die Geschwindigkeiten in einem Strömungsquerschnitt sehr stark an und erhöhen dadurch die Druckverluste. Sobald die Schallgeschwindigkeit des Flüssigkeits-Dampfgemischs erreicht wird, ist eine weitere Durchsatzsteigerung nicht mehr möglich.
- **Beeinflussung der Strömung:** Die Wechselwirkung von Kavitation mit der Strömung kann eine Strömungsablösung induzieren. Im Falle eines Profils oder einer Pumpenschaufel sinkt der Auftriebsbeiwert und damit die Förderhöhe sowie der Wirkungsgrad der Maschine.
- **Kavitationserosion:** Beim schlagartigen Zerfallen beziehungsweise Kondensieren der Dampfblasen entstehen sehr hohe lokale Druckspitzen, welche zu Materialschäden führen können.
- **Geräuschemission:** Kavitierende Strömungen können, abhängig vom Übertragungsverhalten der Flüssigkeit und des Gehäuses, unmittelbar als Folge des

plötzlichen Zerfalls der Dampfblasen, zu hohen Lärmbelastungen führen.

Unter dem Begriff *Pseudokavitation* versteht man das Wachstum und das Schrumpfen freier Gasblasen bei Drücken oberhalb des Dampfdrucks. In diesem Falle kommt es aufgrund der Nichtkondensierbarkeit des Gases zu keinem kompletten Kollaps der Gasblase und damit in der Regel zu keiner Materialschädigung. Abhängig vom Gehalt ungelöster Gase kann diese Form jedoch sehr wohl zu einer Beeinflussung der Strömung und unerwünschten Effekten analog echter Kavitation führen, wie beispielsweise einem Förderhöhenabfall hydraulischer Maschinen. Bei niedrigen Dampfdrücken und / oder hohen freien Gasgehalten werden viele kavitierende Strömungen von Pseudokavitation dominiert. Oft handelt es sich bei Kavitationserscheinungen um eine Mischform zwischen echter Kavitation und Pseudokavitation.

Das Kavitationsverhalten einer Strömung wird üblicherweise durch die dimensionslose Kavitationszahl σ ¹ beschrieben.

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_v}{\frac{\rho}{2} \cdot u_{\infty}^2} \quad (2.1)$$

u_{∞} ist hier die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und p_{∞} der statische Druck, der in der Regel stromauf der Kavitationszone bestimmt wird. p_v bezeichnet den Dampfdruck der Flüssigkeit bei der vorliegenden Temperatur. Die Kavitationszahl beschreibt demnach die Druckdifferenz an einer Referenzstelle zum Dampfdruck, bezogen auf den Staudruck, und ist somit ein Maß für den Abstand des Drucks zum Dampfdruck in der Kavitationszone². Mit sinkender Kavitationszahl steigt die Tendenz einer Strömung zur Kavitation. Abhängig von der Kavitationszahl, dem Gehalt ungelöster Gase und der Strömungsgeometrie entstehen Kavitationsgebiete mit unterschiedlichen Strukturen. Folgende Kavitationstypen lassen sich unterscheiden.

- **Blasen kavitation:** Das Kavitationsgebiet besteht aus einzelnen, statistisch verteilten Blasen, die die Strömung nicht ablenken, sondern sich mit der Strömung bewegen. Die Blasen beeinflussen sich gegenseitig nicht. Für diese Kavitationsform ist ein relativ hoher Gasgehalt erforderlich, der die Bildung großer Blasen begünstigt. Bei niedrigem Gasgehalt kommt es eher zur Schichtkavitation.
- **Schicht kavitation:** Das Kavitationsgebiet ist gleichmäßig mit Dampfblasen ge-

¹Bei hydraulischen Maschinen wird üblicherweise der Umfangskavitationsbeiwert σ_u verwendet, der sich aus dem Abstand von Totaldruck zu Dampfdruck, bezogen auf den Staudruck der Umfangsgeschwindigkeit, berechnet.

²Vorausgesetzt wird hier strömungsmechanische Ähnlichkeit.

füllt. Es bildet sich eine Kavitationsschicht, die an der Profilwand anliegt und so die Flüssigkeit vom Profil ablenkt.

- **Wolkenkavitation** bildet sich aus der Schichtkavitation, sobald diese von der Wand abreißt, und Teile der Kavitationszone mit der Strömung weitertransportiert werden.
- **Wirbelkavitation:** Die Kavitationsblasen entstehen im Zentrum von Wirbeln wie beispielsweise in Spitzenwirbeln von Schiffspropellern.
- **Superkavitation:** Als Superkavitation wird eine ausgeprägte Schichtkavitation bei sehr niedriger Kavitationszahl bezeichnet, bei der die Kavitationszone über das gesamte Strömungsprofil hinausreicht.

Ein gebräuchlicher Kennwert zur Klassifizierung des Kavitationsverhaltens hydraulischer Turbomaschinen ist der *NPSH*-Wert (Net Positive Suction Head). Er berechnet sich aus der Differenz des Totaldrucks der Zuströmung und dem Dampfdruck, bezogen auf die Dichte und die Erdbeschleunigung, und drückt in der Einheit einer Zulaufhöhe den energetischen Abstand einer Strömung zum Dampfdruck aus.

$$NPSH = \frac{p_{\infty} + \frac{\rho}{2}u_{\infty}^2 - p_v}{\rho g} \quad (2.2)$$

Bei der Untersuchung einer Maschine in einem bestimmten Betriebspunkt führen absinkende Werte von *NPSH* zunächst zu Kavitationsbeginn und später zu einer Zunahme der Kavitation mit der Folge eines Förderhöhenabfalls. Für den Kavitationsbeginn und einen 3-prozentigen Förderhöhenabfall stellen die mit „i“ und „3%“ indizierten *NPSH*-Werte maschinen- und betriebspunktspezifische Kennwerte dar.

2.1.2. Einflussfaktoren auf die Kavitation

Das reale Verhalten kavitierender Strömungen ist in vielen Fällen *nicht* nur vom Dampfdruck abhängig, wie in den Betrachtungen in Abschnitt 2.1.1 angenommen. Im Folgenden werden die wichtigsten Einflussfaktoren behandelt.

Kavitationskeime und Gasgehalt

Damit eine Verdampfung über thermodynamische Gleichgewichtszustände stattfinden kann, muss eine Phasengrenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase exis-

tieren. Besteht diese zum Beispiel in einem offenen Behälter, verläuft die isotherme Verdampfung durch Druckabsenkung wie im p,v -Diagramm in Abbildung 2.1. Bis zum Erreichen des Dampfdruckes am Punkt A vergrößert sich das Fluidvolumen aufgrund der niedrigen Kompressibilität der Flüssigkeit kaum. Im Nassdampfgebiet vergrößert sich das Volumen bei konstantem Druck durch Verdampfen der Flüssigkeit. Im Punkt B ist die Flüssigkeit komplett verdampft.

Liegt jedoch keine ebene Phasengrenzfläche vor, so kann die isotherme Verdampfung von A nach B über M verlaufen. Im Bereich zwischen den Punkten A und B spricht man auch von *überhitzter Flüssigkeit*, da in diesem Bereich die Siedetemperatur unter der (konstanten) Flüssigkeitstemperatur liegt, aber noch keine Flüssigkeit verdampfen konnte. Bis zum Punkt M liegt somit noch keine gasförmige Phase vor, obwohl sich der thermodynamische Zustand im Zweiphasengebiet befindet. Erst ab diesem Punkt, deutlich unter dem Dampfdruck, bildet sich die erste Dampfblase, und der Druck steigt wieder an.

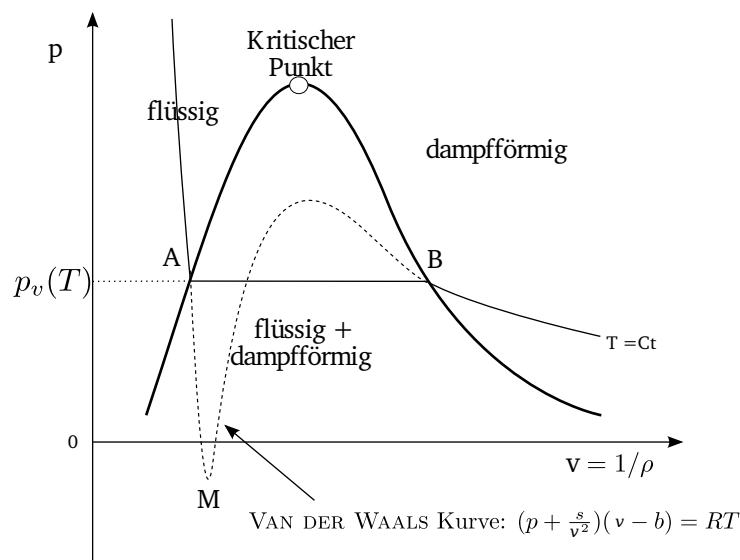


Abb. 2.1: Isotherme und zugspannungsbehaftete Verdampfung im p - v -Diagramm

Der theoretische Extremfall für Wasser ohne Fehlstellen, respektive Phasengrenzflächen, liegt bei etwa -1000 bar. Spezielle experimentelle Untersuchungen zeigten Drücke in Wasser von -270 bar [11], es können also durchaus Zugspannungen von Flüssigkeiten aufgenommen werden. In einer Venturidüse wurden vom Autor schon Zugspannungen von 2 bar gemessen [45]. Diese Werte sind jedoch in einem realen Pumpenkreislauf aufgrund von gasförmigen *Keimen* nicht zu erwarten. Diese liegen einerseits in der Form *freier* Keime vor, die jedoch über längere Zeit nicht stabil existieren

können[54], andererseits sind diese an Poren von Oberflächen oder Schmutzpartikeln gebunden.

Je kleiner ein Keim ist, desto tiefer muss der umgebende Druck sinken, um diesen Keim zu aktivieren, also Verdampfung an seiner Phasengrenzfläche zu ermöglichen. Dies ist aufgrund der mit kleineren Keimradien zunehmenden Kapillardrucks und der daraus resultierenden höheren Druckdifferenz zur umgebenden Flüssigkeit (siehe Gleichung (2.7)) ersichtlich.

Die Anzahl und Größe dieser Keime ist stark von der Menge des in der Flüssigkeit gelösten Gases abhängig. Das Lösevermögen ist wiederum von Druck und Temperatur abhängig. An einer Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit müssen im Gleichgewichtszustand das mechanische, das thermische und das chemische Gleichgewicht erfüllt sein. Das chemische Gleichgewicht ist dann erfüllt, wenn das chemische Potential der Komponente i des *ungelösten* Gases gleich dem chemischen Potential der in der Flüssigkeit *gelösten* Komponente i des Gases ist ($\mu_i^g = \mu_i^l$). Der Index „g“ bezeichnet die gasförmige und „l“ die flüssige Phase. Aus dieser Bedingung lässt sich das Gesetz von HENRY ableiten:

$$x_i^l = x_i^g \cdot \frac{p}{H(T, p)} \quad (2.3)$$

$H(T, p)$ ist der HENRY-Koeffizient für ein bestimmtes Gas in einer bestimmten Flüssigkeit, x_i^l ist der Stoffmengenanteil des in der Flüssigkeit gelösten und x_i^g ist der Stoffmengenanteil des ungelösten Gasanteils.

Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich *Luft* als gelöstes Gas zu erwarten ist, wird im Folgenden anstelle des allgemeinen Falls die Lösung von Luft in Wasser behandelt. Weiterhin wird vereinfachend eine gleich große Löslichkeit der einzelnen Luftbestandteile sowie ein über dem Druck konstanter HENRY-Koeffizient angenommen.

Da das molare Volumen v_{Luft}^L der Luft in der Lösung etwa dieselbe Größe wie das molare Reinstoffvolumen v_{Wasser}^L des Wassers hat, gilt:

$$\frac{v_{Luft}^l}{v_{Wasser}^l} = \frac{p}{H_{Luft}(T)} \quad (2.4)$$

Der HENRY-Koeffizient steigt im Allgemeinen mit der Temperatur, und somit sinkt das Gaslösevermögen. Im Falle von Luft in Wasser lässt sich die Temperaturabhängigkeit

des HENRY-Koeffizients über den Zusammenhang

$$H(T) \left[\frac{\text{bar}}{\text{Vol}\%} \right] = 0,346 \left[\frac{\text{bar}}{\text{Vol}\%} \right] + 0,00927 \left[\frac{\text{bar}}{^{\circ}\text{C Vol}\%} \right] \cdot T \quad (2.5)$$

annähern [54][23], mit T in $^{\circ}\text{C}$.

Liegt nun eine Störung des Lösungsgleichgewichts vor, finden diffusive Prozesse statt. Aus dem 1. FICK'schen Gesetz lässt sich folgender Zusammenhang ableiten:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = A \cdot D \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2.6)$$

Der Gasmassenstrom verhält sich dementsprechend proportional zur Oberfläche A , dem Diffusionskoeffizienten D und dem räumlichen Gasmassenkonzentrationsgefälle $\frac{\partial c}{\partial x}$.

Der reale Gehalt ungelöster Gase ist aufgrund diffusiver Einflüsse stark von der *Vorgeschichte* der Flüssigkeit bezüglich zeitlicher Druckverläufe, der Existenz freier Oberflächen und Turbulenz abhängig. Bei BRUNN[10] findet sich eine detaillierte Analyse des Einflusses von Diffusion auf das Keimverhalten.

Strömungsgeschwindigkeit

Eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit vergrößert bei konstanter Kavitationszahl und ähnlicher Strömungsmechanik die Kavitationszone und verschiebt den Kavitationsbeginn zu höheren Kavitationszahlen. Untersuchungen von KELLER[32] zeigten für gleiche Kavitationszustände einen quadratischen Anstieg der Kavitationszahl mit der Geschwindigkeit.

Größenmaßstab

Bei geometrisch ähnlicher Vergrößerung eines kavitierenden Körpers steigen die Druckverluste von der Referenzstelle zur kavitierenden Zone, und es treten stärkere Kavitationseffekte auf. Laut KELLER[32] verhält sich bei einem umströmten Körper die Kavitationszahl bei Kavitationsbeginn proportional zur Wurzel der charakteristischen Länge.

Turbulenz

Ein Einfluss der Turbulenz auf Kavitation ist zu erwarten, wenn die Minima der Amplituden der turbulenten Druckschwankungen im Bereich des Dampfdrucks liegen und somit zu einer Induktion von Kavitation führen können.

Viskosität

Steigende Viskosität einer Flüssigkeit führt zu einer Dämpfung des Blasenwachstums und somit zu niedrigerer Kavitationsneigung.

Reynoldszahl

Die Betrachtung der oben genannten Effekte legt aus Dimensionsgründen eine zusammengefasste Abhängigkeit der Kavitation von der REYNOLDSzahl nahe. Ein eindeutiger Zusammenhang von dieser kann jedoch nicht beobachtet werden und die einzelnen Einflüsse sind getrennt zu betrachten. Der REYNOLDS-Einfluss ist jedoch maßgeblich für das Ablöseverhalten und die Wechselwirkung zwischen Kavitation und Strömungsmechanik verantwortlich.

Thermodynamische Effekte

Durch Temperaturänderungen in einer Kavitationsblase beziehungsweise der umgebenden Flüssigkeit verändert sich der Dampfdruck, und es kommt zu einer Hemmung des Blasenwachstums beziehungsweise -kollaps. Je kleiner der Abstand zum kritischen Punkt eines Systems ist, desto stärker ist die Abhängigkeit des Dampfdrucks von der Temperatur und somit der Einfluss dieses Effekts. Einerseits wird durch die Volumenänderung ungelöster Gasanteile eine Temperaturänderung hervorgerufen, andererseits muss bei Verdampfung, beziehungsweise Kondensation an der Blasenwand die Verdampfungsenthalpie von der umgebenden Flüssigkeit heran-, beziehungsweise abgeführt werden. Dazu ist ein Temperaturgefälle zwischen der Blase und der umgebenden Flüssigkeit notwendig. Dieses bewirkt, dass der Dampfdruck in der Blase nicht der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit entspricht und sich somit die treibende Druckdifferenz verändert. Der thermodynamische Effekt ist abhängig von den für die Wärmeübertragung verantwortlichen Stoffparametern (siehe Gleichung (2.21)).

Detaillierte Untersuchungen zu Maßstabsgesetzen finden sich unter anderem bei STRIEDINGER[56] und KELLER[32].

2.2. Die Rayleigh-Plesset-Gleichung und ihre Erweiterungen

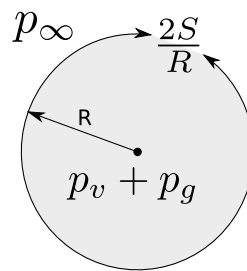


Abb. 2.2: Kugelförmige Mikroblase im statischen Gleichgewicht

In einer freien, statischen Mikroblase von kugelförmiger Gestalt ($R < \sim 1$ mm) wie in Abbildung 2.2, welche ungelöstes Gas und Dampf enthält, stehen die Partialdrücke der Bestandteile p_g und p_v mit dem Umgebungsdruck p_∞ und dem Kapillardruck $\frac{2S}{R}$ im Gleichgewicht:

$$p_\infty + \frac{2S}{R} = p_g + p_v \quad (2.7)$$

Man gehe nun von einer Änderung des umgebenden Drucks p_∞ aus, wobei die aufgeprägten Zeitskalen zu niedrig seien, um Diffusionsvorgänge zu bedingen.

Der Partialdruck ungelöster Gase in der Blase zur Zeit $t=0$ p_{g0} lässt sich durch Einsetzen der Anfangsbedingungen $p_{\infty 0}$ und R_0 in Gleichung (2.7) bestimmen.

Die polytrope Zustandsänderung des nichtkondensierbaren Gasanteils in der Blase beschreibt Gleichung (2.8).

$$p_g = p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} \quad (2.8)$$

Durch die Einführung eines zusätzlichen Terms für die viskose Reibung an der Oberfläche der Blase $2\nu \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=R}$ mit der Wachstumsgeschwindigkeit u ergibt sich:

$$p(R, t) = p_v + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} - \frac{2S}{R} + 2\nu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (2.9)$$

Nach Einsetzen der Kontinuitätsgleichung in die Impulsbilanz für den kugelsymmetrischen Fall mit anschließender Integration über den Blasenradius erhält man die sogenannte Fundamentalgleichung der Blasendynamik:

$$\frac{p(R, t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 \quad (2.10)$$

$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} = -\frac{2\dot{R}}{R}$ und Gleichung (2.10) eingesetzt in Gleichung (2.9) ergibt die um den Reibungsterm erweiterte RAYLEIGH-PLESSET-ZWICK-Gleichung :

$$\underbrace{\frac{p_v - p_\infty(t)}{\rho_L}}_{\text{Treibender Term}} + \underbrace{\frac{p_{g0}}{\rho_L} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k}}_{\text{Gasterm}} = \underbrace{R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2}_{\text{Trägheitsterme}} + \underbrace{\frac{4\nu\dot{R}}{R}}_{\text{Reibungsterm}} + \underbrace{\frac{2S}{\rho_L R}}_{\text{Kapillarterm}} \quad (2.11)$$

Gleichung (2.11) geht beim Blasenwachstum von einem polytropen Verhalten der nichtkondensierbaren Gasanteile aus. Die beiden Extremfälle markieren hier naturgemäß zum einen ein isothermes Verhalten mit unendlich großem Wärmeübergang zwischen der Blase und der umgebenden Flüssigkeit und zum anderen den isentropen Fall ohne Wärmeübergang. Je näher der thermodynamische Zustand einer Flüssigkeit sich am kritischen Punkt befindet, desto größer ist die Abhängigkeit des Dampfdrucks von der Temperatur. Somit sinkt im Falle einer Abkühlung des Gases durch Expansion und dem Eintrag von Verdampfungsenthalpie aus der umgebenden Flüssigkeit der Dampfdruck. *Thermodynamische Effekte* spielen eine Rolle und Gleichung (2.11) erweitert sich zu:

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{p_v(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L}}_{\text{Treibender Term}} - \underbrace{\frac{p_v(T_B) - p_v(T_\infty)}{\rho_L}}_{\text{Thermischer Term}} + \underbrace{\frac{p_{g0}}{\rho_L} \left(\frac{T_B}{T_\infty} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3}_{\text{Gasterm}} = \\ = \underbrace{R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2}_{\text{Trägheitsterme}} + \underbrace{\frac{4\nu\dot{R}}{R}}_{\text{Reibungsterm}} + \underbrace{\frac{2S}{\rho_L R}}_{\text{Kapillarterm}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Zur Lösung dieser Gleichung ist zusätzlich der Wärmeübergang zur umgebenden Flüssigkeit zu bestimmen. Nach einer Analyse von BRENNEN [9] können durch Einführung

charakteristischer Größen für den Radius (a), die Zeit (τ) und den Druck (P) folgende dimensionslose Kennzahlen gebildet werden:

$$\text{REYNOLDSzahl: } Re = \frac{a^2}{4\nu\tau} \quad (2.13)$$

$$\text{WEBERzahl: } We = \frac{2S\tau^2}{\rho a^3} \quad (2.14)$$

$$\text{THOMAZahl:}^3 Th = \frac{P\tau^2}{\rho a^2} \quad (2.15)$$

Mit dem dimensionslosen Radius $\bar{R} = \frac{R}{a}$, der Zeit $\bar{t} = \frac{t}{\tau}$ und dem Druck $\bar{P} = \frac{p}{P}$ lässt sich Gleichung (2.12) dimensionslos darstellen:

$$Th \frac{p_v - p_\infty(\bar{t})}{P} - \left(\frac{\tau_p}{\tau_t} \right)^{\frac{3}{2}} \bar{R} \sqrt{\bar{t}} + \frac{\bar{P}_0}{\bar{R}^{3k}} = \bar{R} \ddot{\bar{R}} + \frac{3}{2} \dot{\bar{R}}^2 + \frac{1}{Re} \frac{\dot{\bar{R}}}{\bar{R}} + \frac{We}{\bar{R}} \quad (2.16)$$

Als charakteristische Größen werden im vorliegenden Fall der Anfangskeimradius R_0 für die charakteristische Länge a und die Druckdifferenz $(p_0 - p_v)$ für den charakteristischen Druck P gewählt. Außerdem lassen sich folgende charakteristische Zeiten τ bestimmen:

$$\text{Druckzeit: } \tau_p = a \sqrt{\frac{\rho_l}{P}} \quad (2.17)$$

$$\text{Viskose Zeit: } \tau_\nu = \frac{a^2}{4\nu} \quad (2.18)$$

$$\text{Oberflächenspannungszeit: } \tau_S = a \sqrt{\frac{\rho_l a}{2S}} \quad (2.19)$$

$$\text{Thermische Zeit: } \tau_T = \left(\frac{a}{\Sigma} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (2.20)$$

wobei Σ den Stoffparameter zur Charakterisierung thermodynamischer Effekte darstellt:

$$\Sigma = \frac{(\rho_v L)^2}{\rho_l^2 c_{p,l} T_\infty \sqrt{\alpha_l}} \quad (2.21)$$

$\alpha_l = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ stellt hier die die Temperaturleitfähigkeit, L die Verdampfungsenthalpie und $c_{p,l}$ die spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit dar.

Die Abhängigkeit dieses Parameters von der Temperatur ist für Wasser und Monoethylenglykol in Abbildung 2.3 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich der Wert von Σ ,

³ Die THOMAZahl ist bei der makroskopischen Betrachtung der strömenden Flüssigkeit üblicherweise gleich der Kavitationszahl σ , gebildet mit der Druckdifferenz zum Dampfdruck und dem Staudruck. In der Keimdynamik wird sie jedoch wie hier gebildet.

vom Tripelpunkt ausgehend, um mehrere Zehnerpotenzen erhöht und somit das Blasenwachstum vom sogenannten *trägheitsdominierten* zum *thermisch dominierten* Fall übergeht. Der Verlauf von Monoethylenglykol ist um etwa die Differenz der kritischen Temperatur zu Wasser (73 K) zu höheren Temperaturen verschoben.

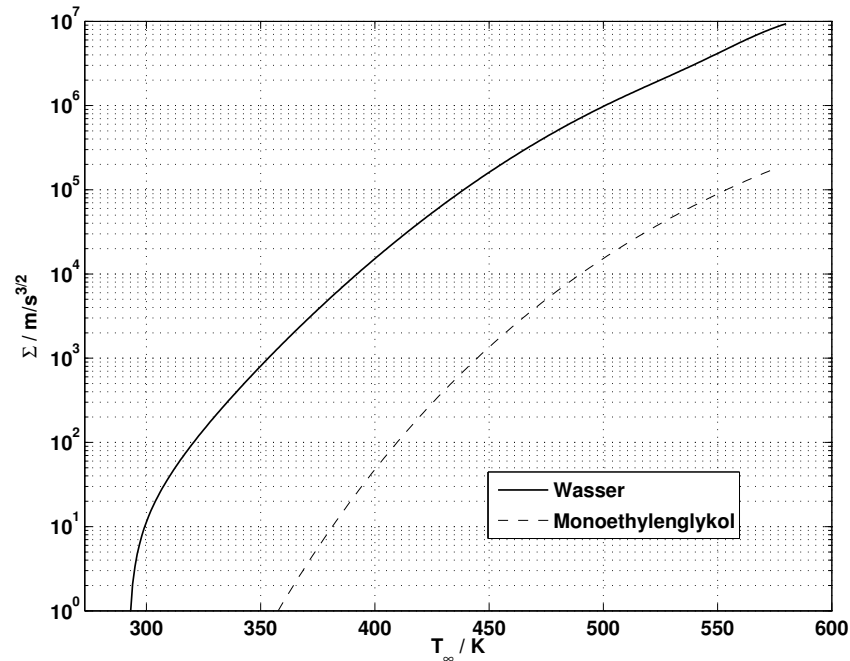


Abb. 2.3: Abhängigkeit des thermodynamischen Parameters Σ von der Temperatur für Wasser und Monoethylenglykol

Die dimensionsbehaftete Form von Gleichung (2.12), welche im Folgenden als „erweiterte RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung“ referenziert wird und im Simulationsmodell zum Einsatz kommt, ist in Gleichung (2.22) angegeben:

$$\begin{aligned}
 & \overbrace{\frac{p_v - p_\infty(t)}{\rho_L}}^{\text{Treibender Term}} - \overbrace{\Sigma(T_\infty) \dot{R} \sqrt{t}}^{\text{Thermischer Term}} + \overbrace{\frac{p_{g0}}{\rho_L} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3}^{\text{Gasterm}} = \\
 & = \underbrace{R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2}_{\text{Trägheitsterme}} + \underbrace{\frac{4\nu\dot{R}}{R}}_{\text{Reibungsterm}} + \underbrace{\frac{2S}{\rho_L R}}_{\text{Kapillarterm}}
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

2.3. Kavitationsmodellierung in der numerischen Strömungssimulation

2.3.1. Kavitationsmodelle in der Numerik

Bei der Modellierung von Kavitation in der numerischen Strömungssimulation kann zwischen verschiedenen Klassen von Modellen unterschieden werden. Sogenannte *Interface-Tracking*-Methoden setzen eine scharfe Grenze zwischen Dampf- und Flüssigkeitszone voraus. In diesem Fall ist jede einzelne Blase zu modellieren, was in Anbetracht der großen Blasenanzahl zu erheblichem numerischem Aufwand führt.

Die *Volume-of-Fluid*-Methode führt durch die zusätzliche Lösung einer Transportgleichung (Gleichung (2.23)) für die skalare Größe der Dampfvolumenfraktion α zur Identifizierung des Dampf- und Flüssigkeitsanteils und ist die momentan dominierende Methode bei der Berechnung kavitierender Strömungen.

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{\partial\alpha}{\partial t} + \vec{c} \cdot \nabla\alpha = 0 \quad (2.23)$$

Aus dem Dampfvolumenanteil α und der Keimdichte n errechnet sich der Keimradius in der jeweiligen Rechenzelle und umgekehrt:

$$R = \sqrt[3]{\frac{3\alpha}{4n\pi}} \quad (2.24)$$

Zur Modellierung des Keimradius lassen sich folgende wichtige Ansätze klassifizieren:

- Modelle, die auf algebraischen Ansätzen aufbauen.
- Modelle, die über Zustandsgesetze arbeiten (sog. *barotrope* Modelle).
- Modelle, die auf blasendynamischer Betrachtung basieren.

Weiterhin existieren Modelle, die auf potentialtheoretischen Überlegungen basieren, und die Phasengrenzfläche der Kavitationszone als scharfen Übergang berechnen. Bei SAUER[43] findet sich ein detaillierter Vergleich von Modellen.

2.3.2. Verwendeter Löser

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete CFD-Löser *NS3D* wird seit etwa 15 Jahren unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. Schilling am Lehrstuhl für Fluidmechanik der TU München in Zusammenarbeit mit dem VDMA-Fachverband „Pumpen + Systeme“ als Teil des „Numerischen Prüfstands“ zur Berechnung von Pumpen entwickelt und freundlicherweise im Quellcode zur Verfügung gestellt. Die Diskretisierung basiert auf der Finite-Volumen-Methode. Weitere Details der implementierten numerischen Methoden erläutert SKODA[52] in seiner Arbeit.

Die experimentellen Grundlagen für das implementierte Kavitationsmodell wurden vom Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik unter Prof. Dr.-Ing. Stoffel beigetragen. Im Gegensatz zu *barotropen* Modellen wird ein *blasendynamisches* Modell verwendet [17][43].

Dieses wurde an umströmten Profilen kalibriert und an einer Versuchspumpe validiert [3]. Es führte zu sehr guten Ergebnissen in der Voraussage von Kavitation in „kaltem Wasser“⁴ bei moderaten, also weder stark unter- noch übersättigten Gasgehalten.

2.3.3. Annahmen und Vereinfachungen des blasendynamischen Modells

Gleichung (2.11) lässt sich ohne den Reibungsterm für den Fall einer Sprungfunktion des Drucks analytisch lösen. Für große Radien $R \gg R_0$ nähert sich die Lösung asymptotisch an die in der CFD-Modellierung verwendete Gleichung (2.25) [43],[60],[17] an.

$$\dot{R} = c_{prod/dest} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_L}} \quad (2.25)$$

Das hier untersuchte Modell geht von vollständig dampfgefüllten, kugelförmigen Blasen aus. Weiterhin findet die Zustandsänderung reversibel statt und viskose sowie Oberflächenspannungseffekte werden nicht berücksichtigt. Diese Vernachlässigungen werden hauptsächlich aus Gründen der numerischen Stabilität und des Rechenaufwands getroffen. Das Blasenwachstum beziehungsweise der Zerfall wird simuliert, indem der Vorfaktor $c_{prod/dest}$ bei Dampfdruckunterschreitung in einer Zelle zu 50, bei Drücken oberhalb des Dampfdrucks zu 0,02 gewählt wird. Sowohl die als

⁴ Der Begriff „kaltes Wasser“ bezeichnet bei der Untersuchung von Kavitation den Fall von Wasser bei vernachlässigbaren thermodynamischen Effekten, also im Bereich bis etwa 70°C.

Dampfproduktions- und Destruktionskoeffizienten bezeichneten als auch die restlichen Parameter des Modells wurden mittels Versuchsergebnissen mit verschiedenen kavitierenden Strömungen in „kaltem Wasser“ kalibriert⁵.

Reale Flüssigkeiten weisen eine spektrale Verteilung von Kavitationskeimen auf. Da aufwändige CFD-Rechnungen mit Keimradiusverteilungen [5] zu keinen nennenswerten Verbesserungen des Modells führten und die Größen der Kavitationszonen nur vom mittleren Keimradius abhängig waren, wird ein konstanter Mindestkeimradius⁶ angenommen, welcher sich aus dem *anfänglichen Dampfvolumenteil* α_0 und der Keimdichte n nach Gleichung (2.24) zu $R_0 = 23\mu\text{m}$ berechnet.

2.3.4. Eingriffsmöglichkeiten

Im bestehenden CFD-Modell existieren folgende Parameter, welche potentielle Eingriffsmöglichkeiten bieten:

Parameter	Formelzeichen	Standardwert für kaltes Wasser	Einheit	Variable im Quellcode
Keimdichte	n	10^8	$\frac{1}{\text{m}^3}$	<i>nPart</i>
Anfängl. Dampfvolumenteil	α_0	$5 \cdot 10^{-6}$	[-]	<i>vfIni</i>
Anfängl. Keimradius	R_0	23	μm	-
Dampfproduktionskoeffizient	a	50	[-]	<i>cprod</i>
Dampfdestruktionskoeffizient	a	0.02	[-]	<i>cdest</i>
Maximaler Keimradius	R_{max}	5	mm	<i>rmax</i>
Dampfdruck	p_v	3575	Pa	<i>pVapor</i>

Tab. 2.1: Eingriffsmöglichkeiten im CFD-Modell

Die Bestimmung von Keimspektren bedingt sehr aufwändige Messanordnungen und ist mit relativ großen Ungenauigkeiten behaftet [10]. Eine Zusammenstellung [43] solcher Ergebnisse mit unterschiedlichen Messverfahren ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der sich aus der Keimdichte und dem anfänglichen Dampfvolumenteil ergebende Anfangskeimradius von $23\mu\text{m}$ liegt hier zwar etwa im Mittel der gemessenen Keimspektren, die Keimdichte jedoch um etwa eine Zehnerpotenz niedriger als die kleinsten

⁵ Siehe Analogie zur Kalibration REYNOLDSSpannungsgemittelter Turbulenzmodelle für Rohrströmungen bei konstanter REYNOLDSzahl.

⁶ Da durch Gleichung (2.25) für $p \neq p_v$ kein Gleichgewichtsradius beschrieben werden kann und dies somit in Gebieten mit Drücken ungleich dem Dampfdrucks zu einem unbegrenzten Schrumpfen oder Wachsen einer Blase führen würde, ist der Keimradius auf ein Mindest- / Maximalmaß begrenzt.

gemessenen Keimdichten. Die Erklärung hierfür liegt in der Natur des CFD-Modells begründet, welches keine freien Gasanteile berücksichtigt. Demnach sind die Werte für die Keimdichte und den Anfangskeimradius analog zum Dampfproduktions- und Destruktionskoeffizient als freie Parameter zu interpretieren, die zur Kalibrierung des CFD-Modells auf das Medium Wasser bei niedrigen Temperaturen dienen.

Als einziger direkt physikalisch interpretierbarer Parameter geht der Dampfdruck p_v in das Modell ein. Eine Variation dessen führt bei gleicher Kavitationszone nur zu einer ebenso großen Verschiebung des Druckniveaus im Strömungsfeld und damit zu keiner Verschlechterung der numerischen Stabilität des Modells. Ein Eingriff in den Parameter Dampfdruck erscheint daher sinnvoll und wird in den folgenden Kapiteln erarbeitet.

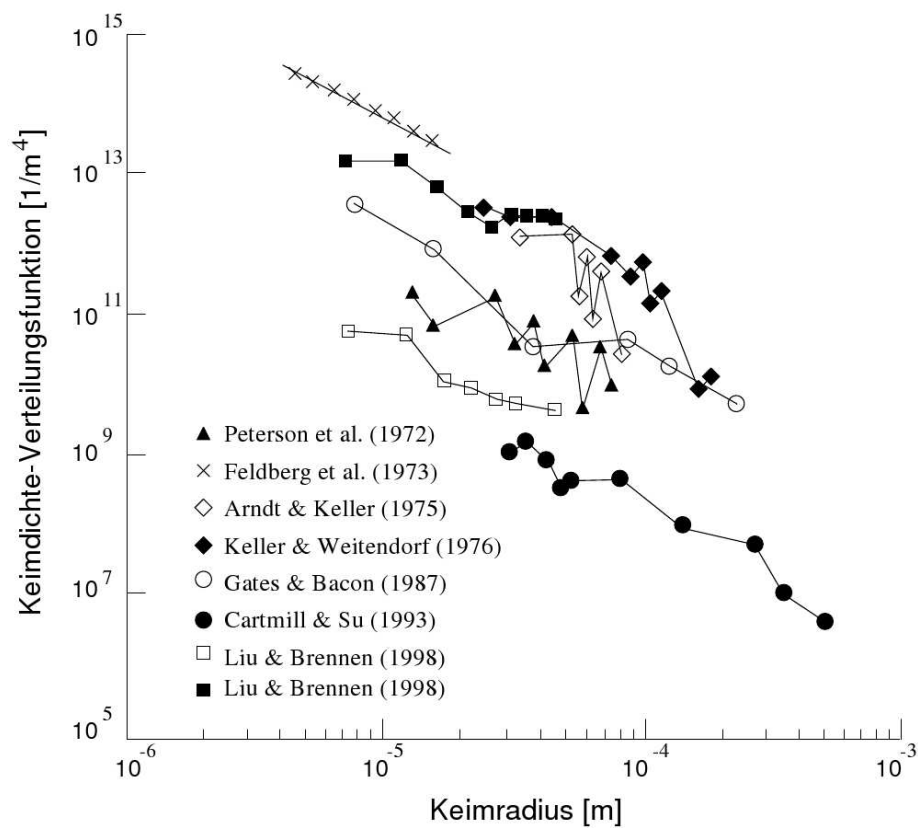


Abb. 2.4: Experimentell bestimmte Keimspektren, zusammengestellt von SAUER[43]

3. Simulation der blasendynamischen Modelle

Die RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung lässt sich nur für sehr einfache Fälle und starke Vereinfachungen analytisch lösen. Um theoretische Zusammenhänge zum Einfluss von Stoffdaten und Druckabfallraten auf die Keimdynamik zu erhalten, wurden zunächst (hier nicht dargestellte) umfangreiche Anstrengungen dimensionsanalytischer Art unternommen, die jedoch nicht die Ergebnisse aus den Versuchen in Kapitel 4 erklären konnten. Aus diesem Grund wurde eine numerische Untersuchung der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung mittels *physikalischer Modellierung* durchgeführt.

3.1. Verwendete Software und Modellierung

Mit der Programmiersprache *Modelica*[37] lassen sich nahezu beliebige physikalische Problemstellungen instationär abbilden. Die Sprache ist stark objektorientiert aufgebaut und es können im Gegensatz zum signalbasierten Ansatz wie beispielsweise in *Simulink* sehr komplexe Modelle durch direkte Eingabe der problembeschreibenden Differentialgleichungen erzeugt und in Einzelmodellen abgelegt werden. Diese Modelle lassen sich zu beliebig komplexen, auch interdisziplinären Gesamtmodellen kombinieren.

Die erweiterte RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung mit thermodynamischen Effekten (Gleichung (2.22)) und das in der CFD verwendete Modell (Gleichung (2.25)) wurden mittels der quelloffenen Entwicklungsumgebung *OpenModelica* in einen Simulationscode kompiliert und eine Schnittstelle zu *Octave* (einem freien *Matlab*-Clone) programmiert. Mit diesem System (Abbildung 3.1) lassen sich durch Parametervariation sehr effektiv die Einflüsse der Stoffdaten auf das Wachstum von Blasen in den beiden Modellen untersuchen und die einzelnen Terme getrennt betrachten.

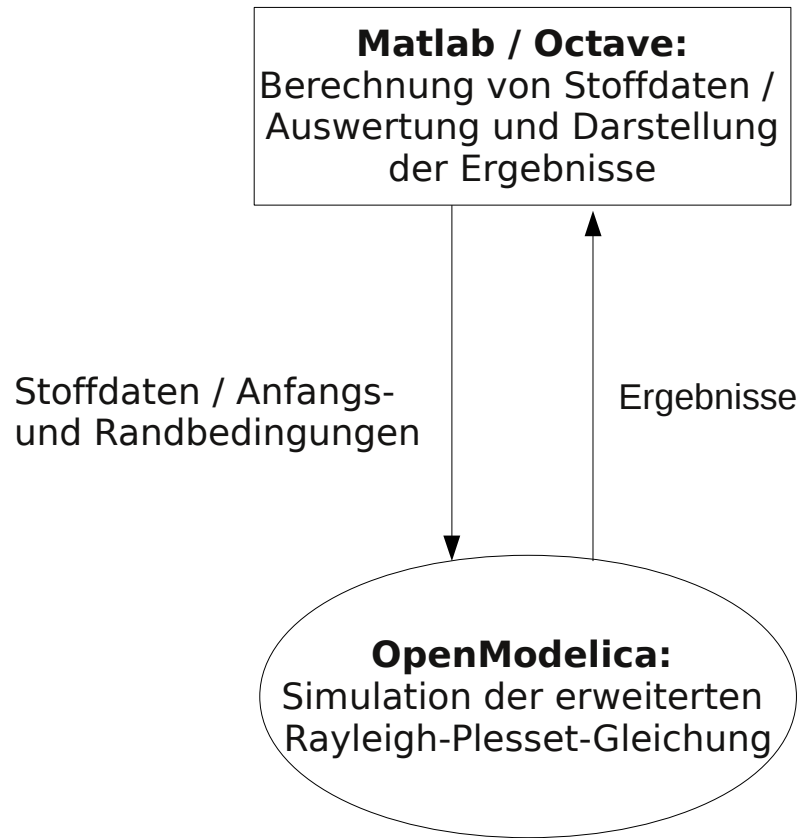


Abb. 3.1: Schema des Simulationssystems

Die Dampfdrücke p_v wurden unter Verwendung der WAGNER-Gleichung [58] implementiert. Die zugrundeliegenden Stoffdaten zur Berechnung des thermodynamischen Faktors Σ für Wasser und Glykol konnten mithilfe der Gleichungen in [28] und [58] bestimmt werden. Zur Validierung der korrekten Implementierung der Stoffdaten wurden zu diesem Zweck zur Verfügung stehende Validierungspunkte genutzt.

Für die Simulation der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung wird im Folgenden analog zum CFD-Modell ein Anfangskeimradius von $23 \mu\text{m}$ angenommen. Die Keimdichte wird in Übereinstimmung mit den Versuchen von *Cartmill & Su* aus Abbildung 2.4[43] in Wasser zu $2,7 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{m}^3}$ gewählt.

Die Massenfraktion *ungelöster* Gase c_{frei} in einer Flüssigkeit berechnet sich aus ihrem Partialdruck im einzelnen Keim p_g , dem Keimradius R_0 und der Keimdichte n nach folgender Gleichung:

$$c_{\text{frei}} = \frac{4nR_0^3\pi p_g}{3R_sT_0} \quad (3.1)$$

Die im Modell verwendeten Stoffdaten bei der Berechnung anderer Flüssigkeiten als Wasser sind in Kapitel 4.1.4 aufgeführt

3.2. Vergleich des erweiterten Rayleigh-Plesset-Modells mit dem CFD-Modell in Modelica

In Abbildung 3.2 sind der durch die beschleunigte und wieder verzögerte Strömung aufgeprägte zeitliche Druckverlauf eines Keims beim Durchgang durch die in Kapitel 5 experimentell untersuchte Düse sowie deren Hauptabmessungen dargestellt. In Abbildung 3.3 werden die Verläufe der Keimradien über dem Druck für das in der CFD verwendete Modell mit dem Ergebnis der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Berechnung verglichen. Annahme ist hier eine schlupffreie Bewegung der Kavitationskeime mit der Flüssigkeit. Es sind mehrere Charakteristika zu erkennen. Zunächst ist die Überlagerung des kompressiblen Verhaltens des nichtkondensierbaren Gasanteils mit der Verdampfung beim erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modell zu erkennen, wohingegen beim CFD-Modell nur ein Wachstum bei Unterschreitung des Dampfdrucks auftritt. Die Hysterese der Verläufe ergibt sich beim erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modell aus dem Trägheitsterm der Differentialgleichung und beim CFD-Modell aus dem Verhältnis des Dampfproduktions- und Destruktionskoeffizienten. Die Maxima der Keimradien wie auch das Erreichen des unkomprimierten Ausgangsradius zeigen eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Modelle.

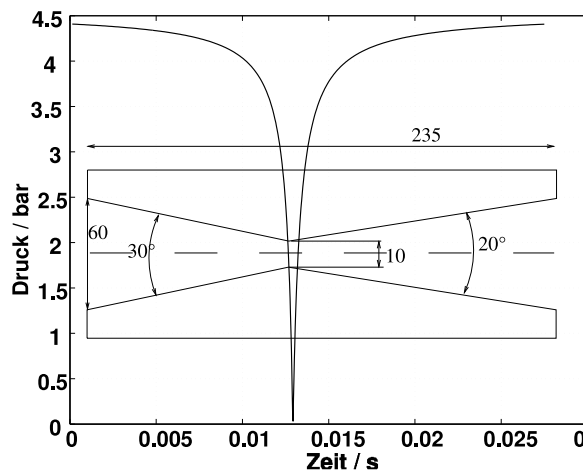


Abb. 3.2: Druckverlauf durch die Versuchsdüse ohne Verluste

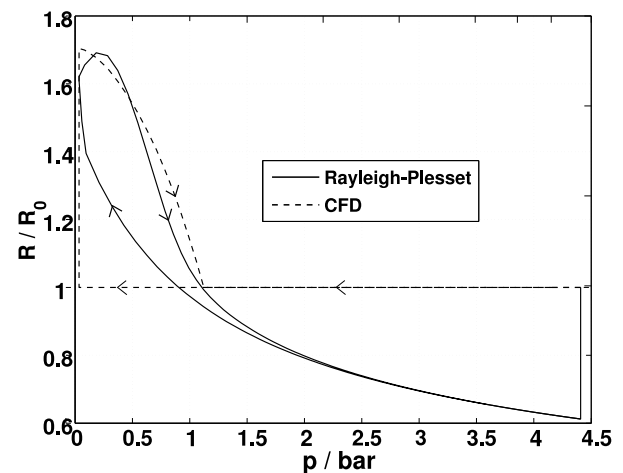


Abb. 3.3: Verhalten eines Keims beim Durchgang durch die Versuchsdüse

In Abbildung 3.5 sind analog die Verläufe für eine Variation des Druckverlaufs (Abbildung 3.4) dargestellt. Hier zeigt sich, dass die Maxima der Keimradien zwar sehr gut übereinstimmen, das CFD-Modell jedoch deutlich früher auf den Anfangskeimradius abfällt.

Der Blasenkollaps kann mit dem hier verwendeten Modell aufgrund der Vernachlässigung der Kompressibilität der Flüssigkeit *nicht* korrekt berücksichtigt werden. Weiterhin entsteht der Verlauf des Kollaps im CFD-Modell nur durch den Dampfdestruktionskoeffizienten, welcher nur im Zusammenhang mit der Kalibrierung auf die Strömungsmechanik zu sehen ist. Aus diesen Gründen sind die Ergebnisse für den Kollaps in Abbildung 3.3 und 3.5 nicht quantitativ zu betrachten. Trotz der in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten sehr starken Vereinfachungen des CFD-Modells, zeigt der Vergleich, dass die prinzipiellen Eigenschaften beim Blasenwachstum der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung durch das CFD-Modell wiedergegeben werden können.

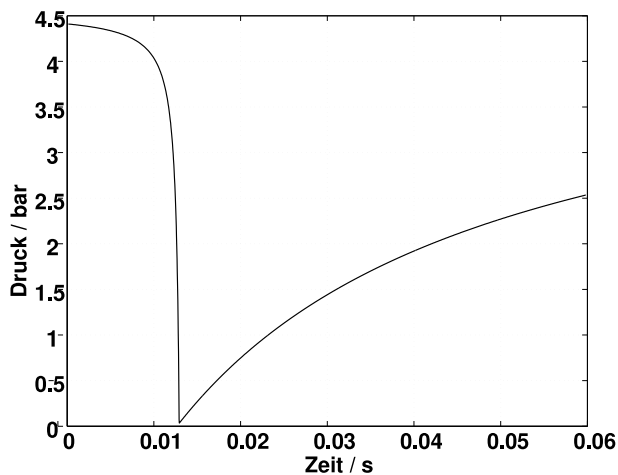


Abb. 3.4: Variation des Druckverlaufs durch die Versuchsdüse

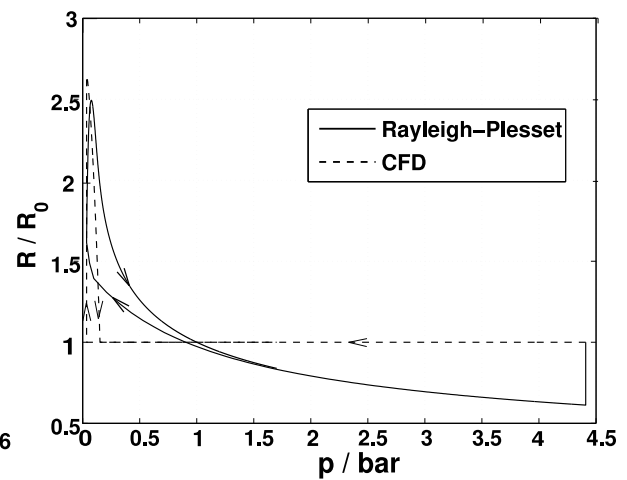


Abb. 3.5: Verhalten eines Keims bei variiertem Druckverlauf

3.3. Definition des effektiven Zerreißdrucks

Die Übertragung der folgenden Simulations- und Versuchsergebnisse auf den Parameter Dampfdruck im CFD-Modell erfolgt über die Definition sogenannter *effektiver Zerreißdrücke* $p_{v,eff}$. Zur Bestimmung dieser prägt man im Simulationsmodell für kaltes Wasser Druckrampen mit verschiedenen Druckabfallraten¹ \dot{p} auf. Es ergeben sich zeitliche Volumenverläufe wie in Abbildung 3.6. Das CFD-Modell bildet, wie schon in Abbildung 3.3, praktisch bei Erreichen des Dampfdrucks das Dampfvolumen, wohingegen bei der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Simulation der Anstieg zunächst von der Expansion der ungelösten Gasanteile dominiert wird und dann der Verlauf den nahezu senkrechten Anstieg des CFD-Modells schneidet und sich bei Drücken unterhalb des Dampfdrucks fortsetzt.

¹Der Anschaulichkeit wegen sind in den Diagrammen die *inversen* Druckabfallraten $\frac{dt}{dp}$ dargestellt.

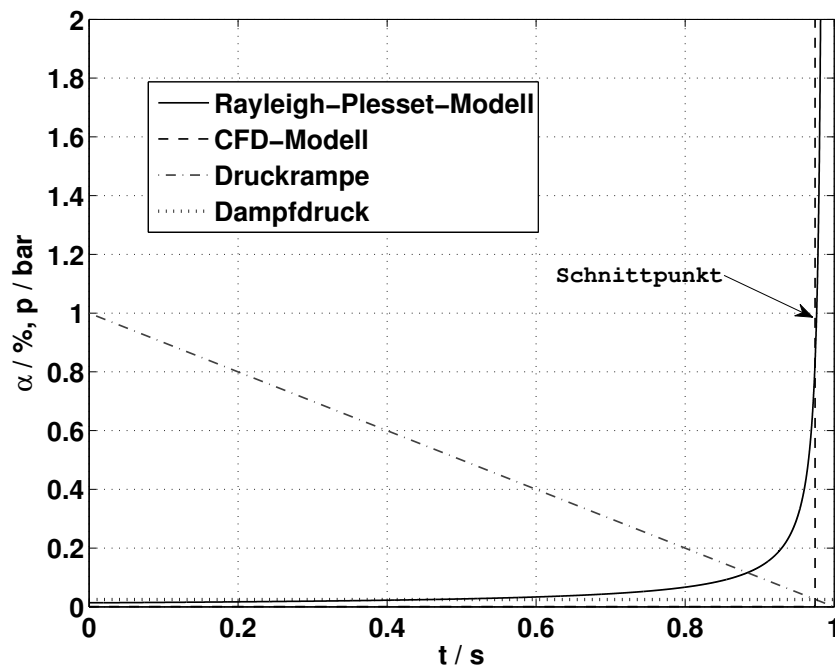


Abb. 3.6: Gasvolumen bei zwei verschiedenen Druckabfallraten

Die Definition eines kritischen Drucks durch ein Grenzvolumen am Schnittpunkt der Gasvolumenkurve mit dem Dampfdruck birgt den Nachteil des starken Einflusses von Diffusionsvorgängen. Je nach Sättigung führt Diffusion zu einer Änderung des Gasvolumens und somit zu einer direkten Verschiebung der Kurven und des Schnittpunkts. Da der Schnittpunkt im Bereich von Volumenprozenten liegt, kann dieser Einfluss groß werden. Diffusion kann zwar mit den hier behandelten Modellen nicht untersucht werden, jedoch in den Versuchen in Kapitel 4 zum Tragen kommen.

Definiert man den effektiven Zerreißdruck hingegen über eine Grenze der Volumenzuwachsrates $\dot{\alpha}$ (entsprechende Kurven sind in Abbildung 3.7 dargestellt), so ist ein kleinerer Einfluss der Diffusion in den Versuchen zu erwarten, da die Wachstumsraten aufgrund von Diffusion sehr klein im Verhältnis zu den Gasentstehungsraten im Bereich des Dampfdrucks sind. Der Einfluss der während der Druckabsenkung diffundierenden Anteile auf den ungelösten Gasgehalt bleibt jedoch bestehen.

Trägt man nun die *Volumenzuwachsraten* über dem Druck mit den Druckabfallraten als Parameter wie in Abbildung 3.8 auf, so zeigt sich, dass sich naturgemäß mit höheren Druckabfallraten die Schnittpunkte mit dem Dampfdruck zu höheren Volumenzuwachsraten verschieben. Die Grenzvolumenzuwachsrates zur Definition des effektiven Zerreißdrucks ist demnach maßgeblich von der Wahl der Druckabfallrate abhängig. Diese

wiederum sollte möglichst hoch gewählt werden, um den Einfluss diffusiver Effekte zu minimieren. Da der Versuchsaufbau der Zerreißapparatur in Kapitel 4 im Grenzfall Volumenzuwachsraten von $\dot{\alpha} \approx 80 \frac{\%}{s}$ erreicht (Tabelle 4.1.3), wird die Grenzvolumenzuwachsrates zu $40 \frac{\%}{s}$ gesetzt, um bei kritischen Betriebsfällen noch über Reserven verfügen zu können. Eine inverse Druckabfallrate von $1800 \frac{ms}{bar}$ führt genau zum Schnittpunkt mit dem Dampfdruck bei der Grenzvolumenzuwachsrates. Der effektive Zerreißdruck definiert sich somit über den Druck bei Erreichen der Grenzvolumenzuwachsrates von $40 \frac{\%}{s}$ bei Aufprägung einer inversen Druckabfallrate von $1800 \frac{ms}{bar}$ und liegt definitionsgemäß für kaltes Wasser bei dessen Dampfdruck.

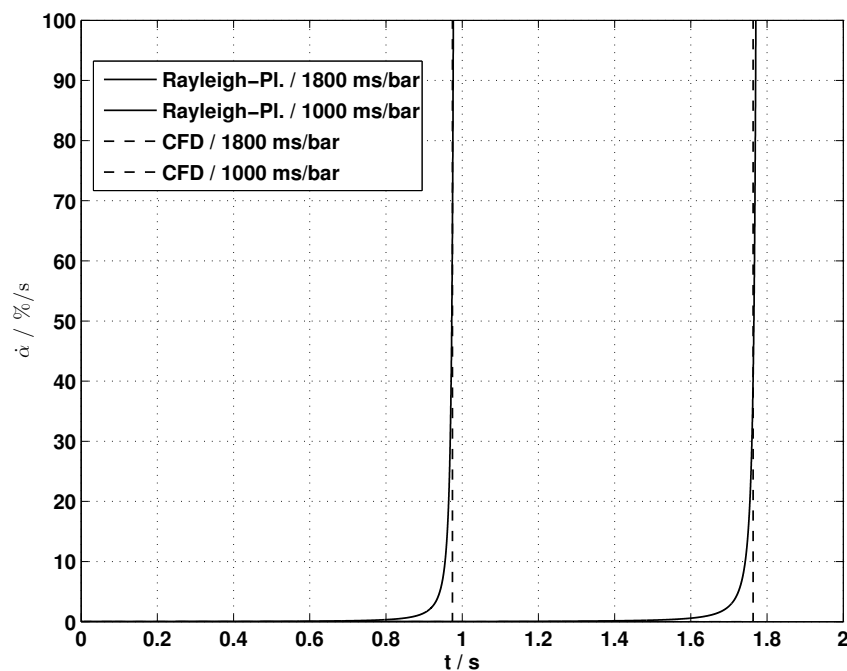


Abb. 3.7: Volumenzuwachsraten bei verschiedenen inversen Druckabfallraten über der Zeit

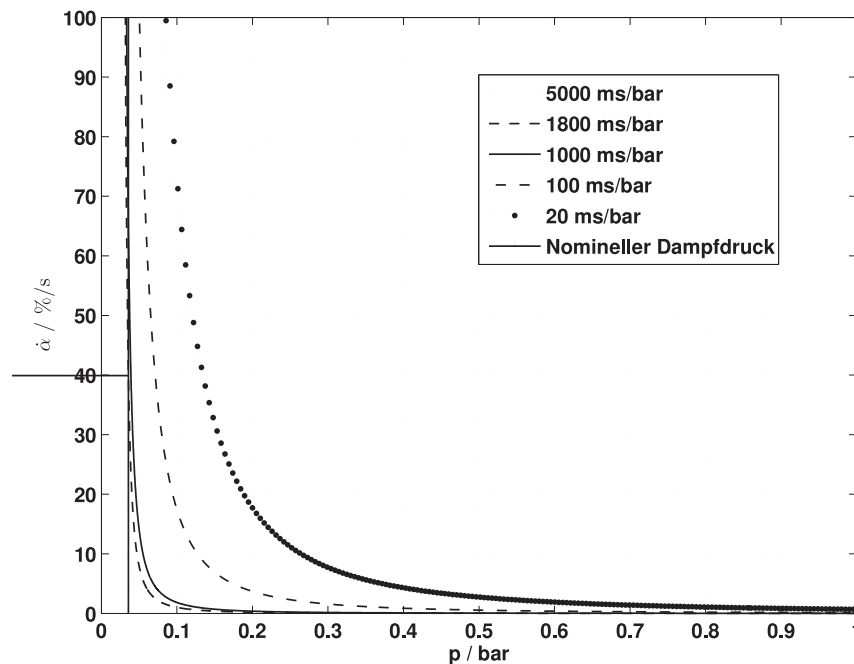


Abb. 3.8: Volumenzuwachsraten über dem Druck; Schnittpunkt mit Dampfdruck bei $1800 \frac{\text{ms}}{\text{bar}} / 40 \frac{\%}{\text{s}}$

Die Werte des effektiven Zerreißdrucks sind nicht als wirkliche physikalische Stoffdaten zu verstehen. Sie dienen vielmehr als angepasste Parameter für das CFD-Modell, zur Erweiterung dessen auf von kaltem Wasser abweichende Fälle.

Es existiert eine Analogie zu dem von KELLER[32] vorgeschlagenen Verfahren zur Berücksichtigung des Gehalts ungelöster Gase. Bei der Bestimmung des Kavitationsbeiwerts wird hier der Dampfdruck durch einen kritischen Druck, entsprechend dem effektiven Zerreißdruck, ersetzt. Dieser kritische Druck berechnet sich aus der Differenz des Dampfdrucks zu einer sogenannten *effektiven Zugspannungsfestigkeit*. Diese wiederum bestimmt sich aus dem Produkt eines anlagenspezifischen Faktors und einer in einer speziellen Wirbeldüse gemessenen Zugspannungsfestigkeit.

3.4. Simulationsergebnisse zum effektiven Zerreißdruck

Ausgehend von der Definition des effektiven Zerreißdrucks in Abschnitt 3.3, lassen sich nun Parametervariationen im Simulationsmodell durchführen. In den folgenden

Diagrammen ist jeweils die Differenz des effektiven Zerreißdrucks zum Dampfdruck $p_{v,eff} - p_v$ über dem variierten Parameter aufgetragen. Positive Werte entsprechen somit einem früheren Kavitationsbeginn als im CFD-Modell unter Verwendung nomineller Dampfdrücke. In den folgenden Abschnitten werden die Einflüsse der einzelnen Stoffeigenschaften unabhängig voneinander untersucht. Die berechneten Werte für die experimentell untersuchten Flüssigkeiten werden in Kapitel 4 vorgestellt.

3.4.1. Einfluss freier Gasanteile

Eine Änderung freier Gasanteile kann nach Gleichung (3.1) durch eine Variation der Keimdichte n oder des Anfangskeimradius R_0 erfolgen. In Abbildung 3.9 sind die Ergebnisse für die Variation der Keimdichte oder des Anfangskeimradius dargestellt. Die berechneten freien Gasgehalte entsprechen Keimdichten von $10^8 - 4 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{m}^3}$ beziehungsweise Anfangskeimradien von $8 - 120 \mu\text{m}$.

Erwartungsgemäß führt eine Erhöhung des freien Gasgehalts zu deutlich größeren Werten der Differenz zwischen effektivem Zerreißdruck und Dampfdruck $p_{v,eff} - p_v$ und somit zu einem früheren (Pseudo-)Kavitationsbeginn. Bei sehr niedrigen freien Gasgehalten zeigt sich eine deutliche Dampfdruckunterschreitung.

Der Kurvenverlauf bei Veränderung des freien Gasgehalts über den Anfangskeimradius zeigt immer etwas größere Absolutwerte als bei Variation über den Anfangskeimradius. Zur Untersuchung dieses Verhaltens sind in Abbildung 3.10 und 3.11 die Größen der einzelnen Terme der RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung bei Erreichen des effektiven Zerreißdrucks dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Kapillarterm mit steigendem Blasenradius immer kleiner wird und im Bereich niedriger freier Gasgehalte sehr stark ansteigt (siehe auch Gleichung (2.22)) und somit die Stabilitätsgrenze verschiebt. Bei der Berechnung anderer Flüssigkeiten als Wasser in Kapitel 4 wird ein dem Gesamtgasgehalt proportionaler ungelöster Anteil angenommen.

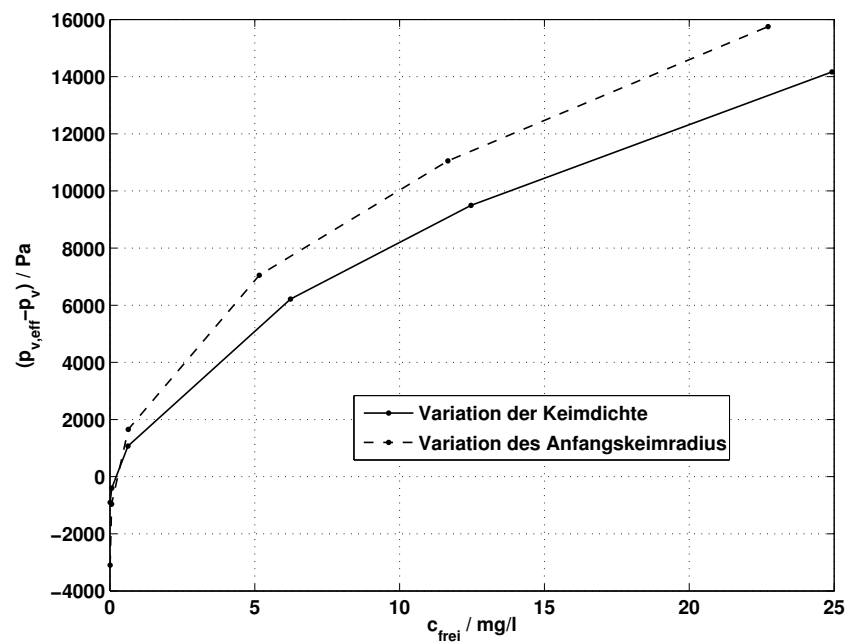


Abb. 3.9: Differenz zwischen effektivem Zerreißdruck und Dampfdruck über dem Gehalt freier Gase

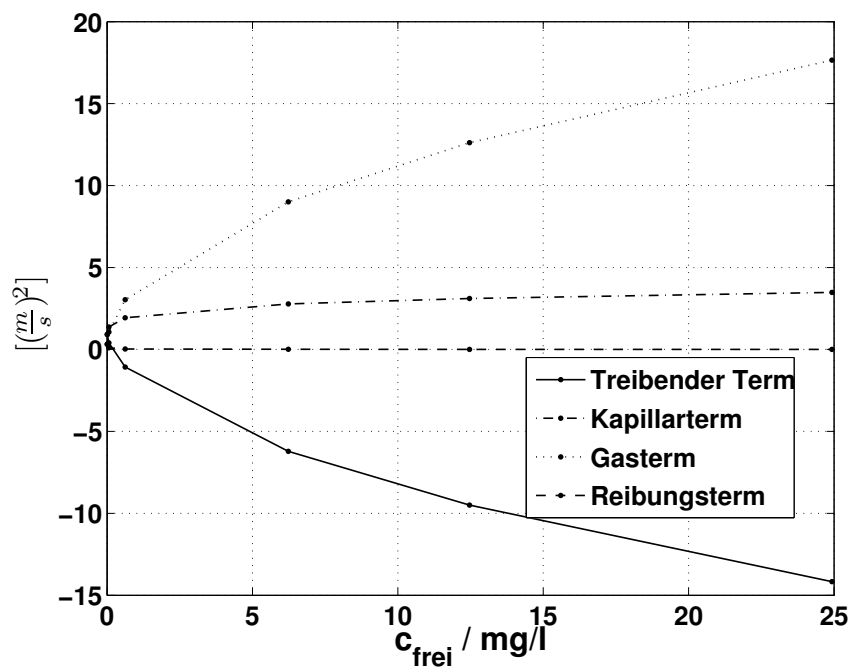


Abb. 3.10: Einfluss der einzelnen Terme bei Veränderung des freien Gasgehalts durch Variation der Keimdicke

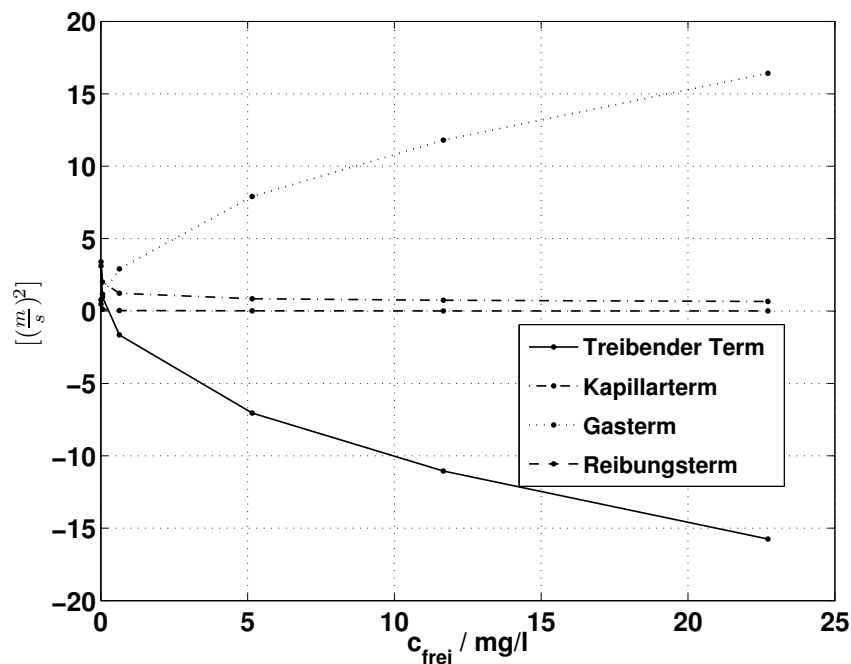


Abb. 3.11: Einfluss der einzelnen Terme bei Veränderung des freien Gasgehalts durch Variation des Anfangskeimradius

3.4.2. Einfluss der Oberflächenspannung

Eine Variation der Oberflächenspannung verändert die Druckdifferenz zwischen dem Blaseninneren und der Umgebung. In Abbildung 3.12 ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Oberflächenspannung und dem effektiven Zerreißdruck zu erkennen. Auch Abbildung 3.13 zeigt einen linearen Anstieg des Kapillartems in der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung mit steigender Oberflächenspannung. Da Wasser mit $72 \frac{\text{mN}}{\text{m}}$ bei 20°C die höchste Oberflächenspannung² aller mit Kreispumpen geförderter Flüssigkeiten besitzt, ergibt sich bei anderen Flüssigkeiten eine Verschiebung des effektiven Zerreißdrucks zu höheren Werten.

² Durch Verunreinigungen im Wasser ist in den meisten technischen Anwendungsfällen mit einem Absinken der Oberflächenspannung auf etwa $60 \frac{\text{mN}}{\text{m}}$ zu rechnen. Da aber keine Messungen zur aktuellen Oberflächenspannung vorlagen und der Fehler im Verhältnis zu anderen Einflüssen im vernachlässigbaren Bereich liegt, wurden die Stoffdaten des reinen Wassers verwendet. Eine Untersuchung von Wasser in der Zerreißapparatur mit zugesetztem Spülmittel, welches zu Oberflächenspannungswerten von etwa $35 \frac{\text{mN}}{\text{m}}$ führt, gestaltete sich aufgrund der starken Schaumbildung als nicht reproduzierbar.

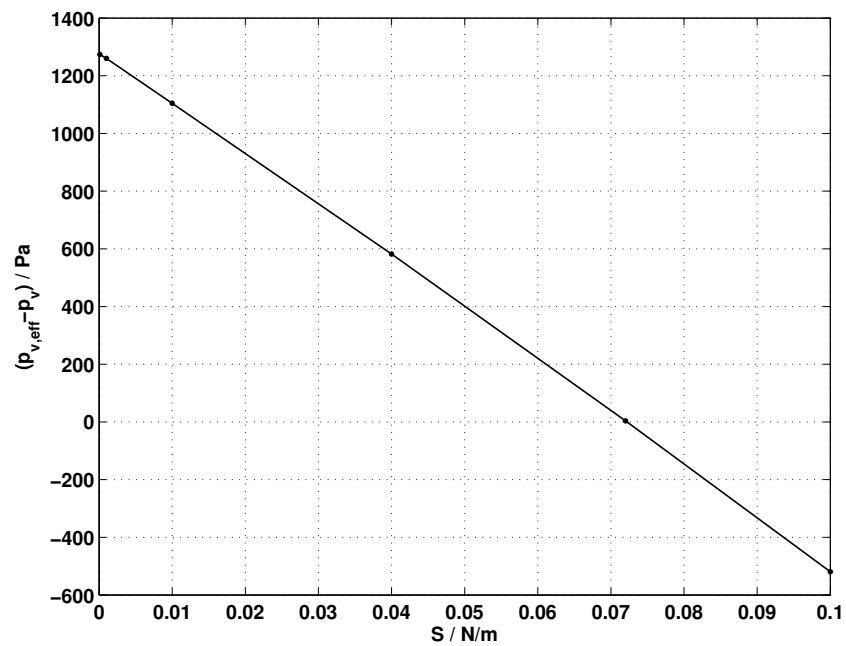


Abb. 3.12: Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation der Oberflächenspannung

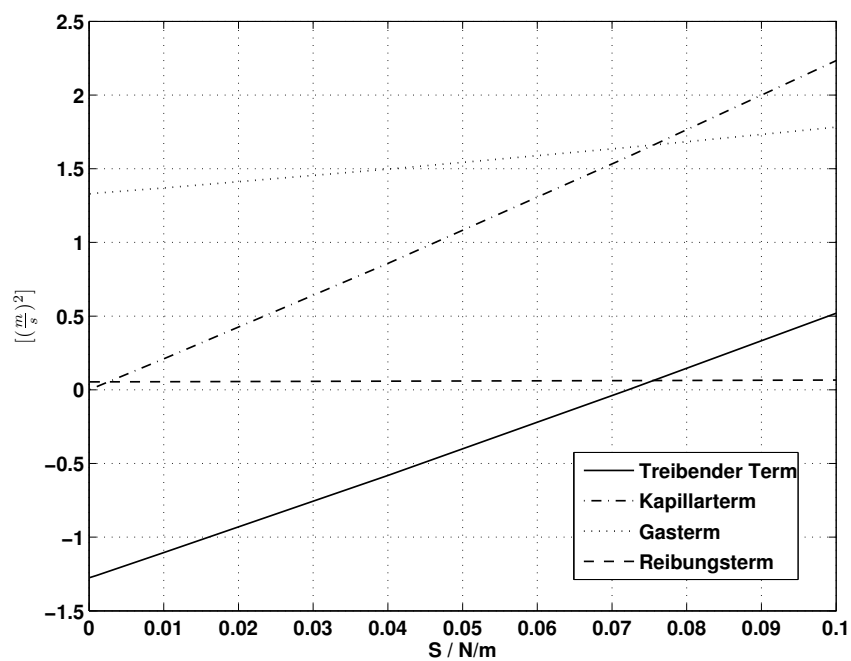


Abb. 3.13: Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der Oberflächenspannung

3.4.3. Einfluss der Viskosität

Der Einfluss der dynamischen Viskosität auf den effektiven Zerreißdruck ist in Abbildung 3.14 und der zugehörige Vergleich der einzelnen Terme in Abbildung 3.15 dargestellt. Eine Erhöhung der Viskosität führt zu einem deutlich erhöhten Reibungsterm, welcher das Blasenwachstum hemmt und somit zu einer Verschiebung des Kavitationsbeginns zu niedrigeren Drücken führt.

Bei Flüssigkeiten auftretende Viskositäten können bis zu sechs Zehnerpotenzen über der von Wasser liegen. Die Förderung sehr hochviskoser Flüssigkeiten erfolgt zwar in der Regel mit Verdrängermaschinen, jedoch kann auch hier Kavitation auftreten. Die im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersuchten Flüssigkeiten weisen maximal eine 100-fache Viskosität von Wasser auf und liegen mit 0,1 Pas somit immer noch in einem Bereich, in dem nur ein sehr kleiner Einfluss der Viskosität auf das Blasenwachstum zu erwarten ist. Die höhere Viskosität äußert sich eher in einer Verlangsamung von Diffusionsprozessen.

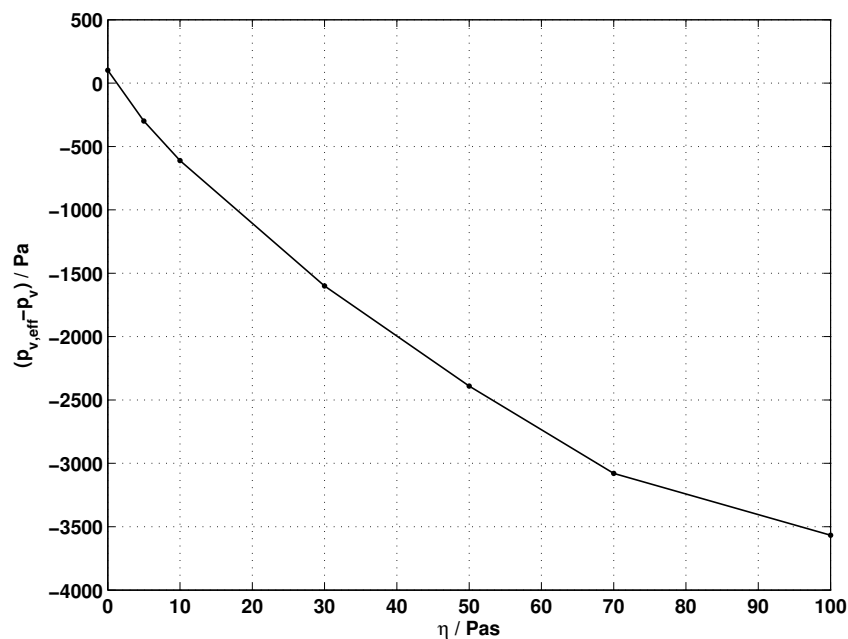


Abb. 3.14: Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der dynamischen Viskosität

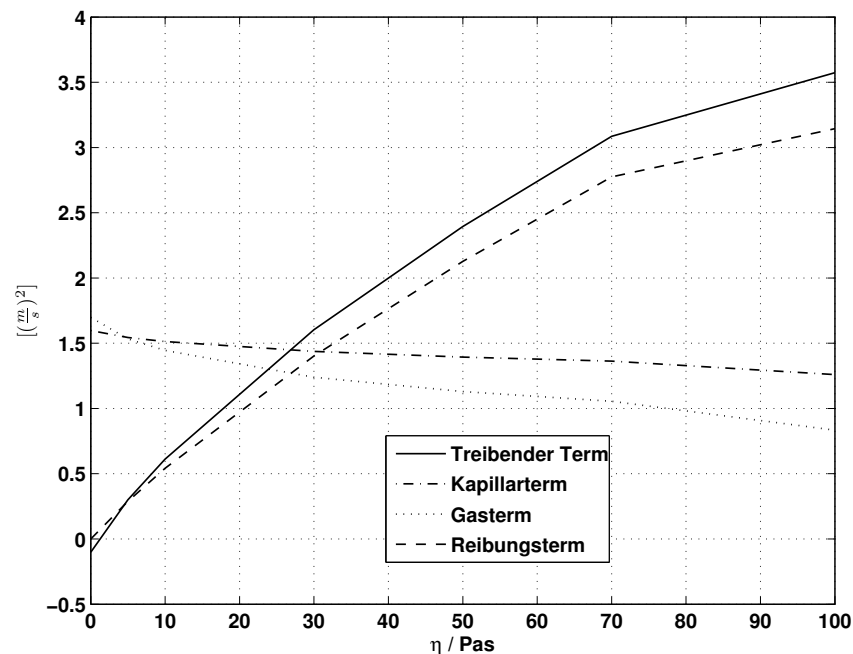


Abb. 3.15: Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der dynamischen Viskosität

3.4.4. Einfluss des Dampfdrucks und der Temperatur

Eine Erhöhung der Temperatur führt bei jeder Flüssigkeit durch die Annäherung zum kritischen Punkt und damit dem Anstieg des thermodynamischen Faktors Σ (Gleichung (2.21)) zu einem Absinken des Kavitationsbeginns zu niedrigeren Drücken. Zu diesem Schluss kommen zahlreiche Untersuchungen wie in [9],[36],[41].

Erhöht man jedoch im Modell den nominellen Dampfdruck, so zeigt sich, schon ohne Einbeziehung thermodynamischer Effekte, ein Absinken des effektiven Zerreißdrucks unter den Dampfdruck, wie in Abbildung 3.16 dargestellt. Ein kleiner Anteil von etwa 5 % des Abfalls erklärt sich durch den sinkenden Gasgehalt mit höheren Temperaturen. Der größte Einfluss ist jedoch, wie in Abbildung 3.17 zu erkennen, auf einen steigenden Einfluss des Kapillartems zurückzuführen, da das Größenniveau der Blasen bei höherem Druck kleiner wird.

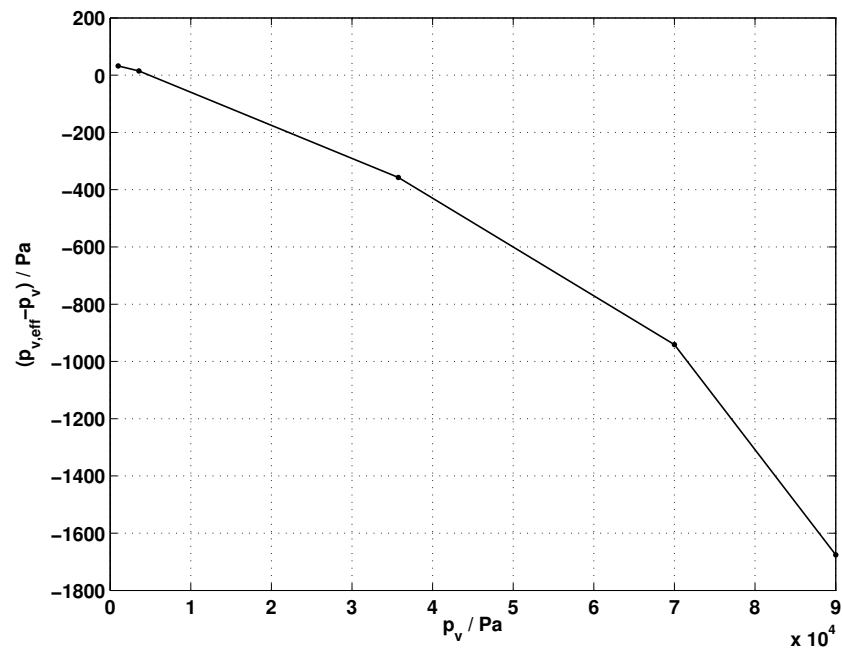


Abb. 3.16: Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation des Dampfdrucks

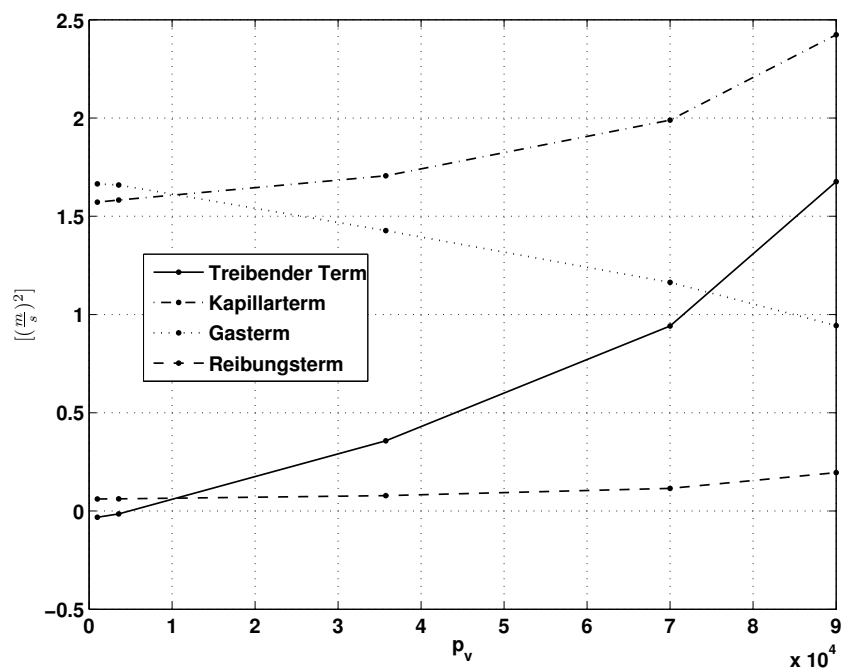


Abb. 3.17: Einfluss der einzelnen Terme bei Variation des Dampfdrucks

Die Einbeziehung des thermodynamischen Faktors für Wasser führt zu einem sehr

deutlichen Abfall der Differenz zum Dampfdruck auf Werte von umgerechnet etwa 0,4 m unter $NPSH_R$ bei 100 °C (Abbildung 3.18). Der Einfluss des thermischen Terms in Abbildung 3.19 steigt sehr stark an, wohingegen der Gasterm abfällt.

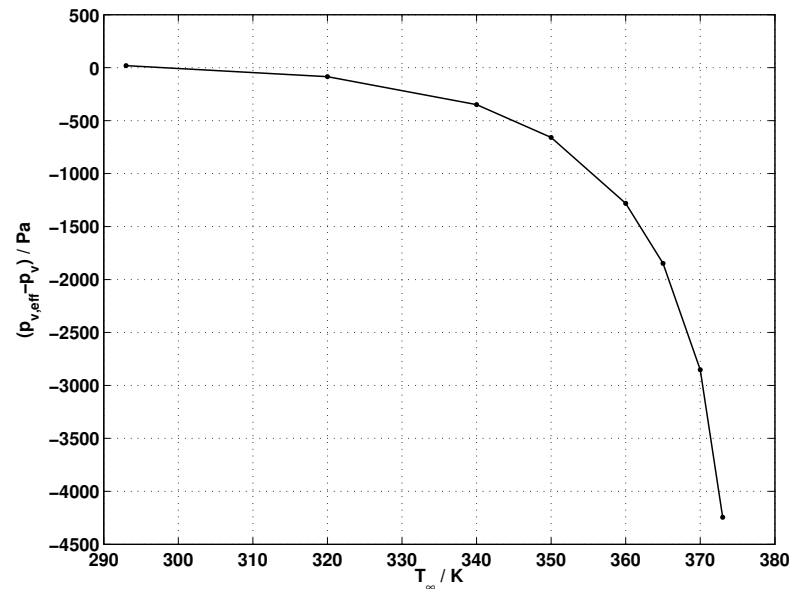


Abb. 3.18: Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation der Temperatur in Wasser unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts

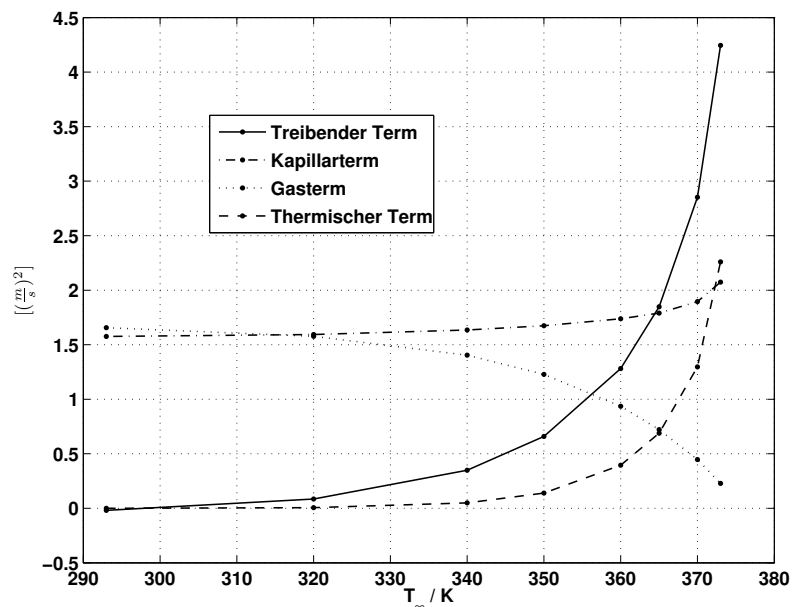


Abb. 3.19: Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der Temperatur in Wasser unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts

Die entsprechenden Diagramme für Glykol sind in Abbildung 3.20 und 3.21 dargestellt und zeigen zunächst hauptsächlich aufgrund des größeren Verhältnisses von Gasgehalt zum Dampfdruck um etwa 1000 Pa über dem Dampfdruck liegende Werte des effektiven Zerreißdrucks. Der Einfluss des thermodynamischen Faktors zeigt sich, wie aus Abbildung 2.3 zu erwarten, weniger ausgeprägt und zeigt erst bei höheren Temperaturen einen Einfluss.

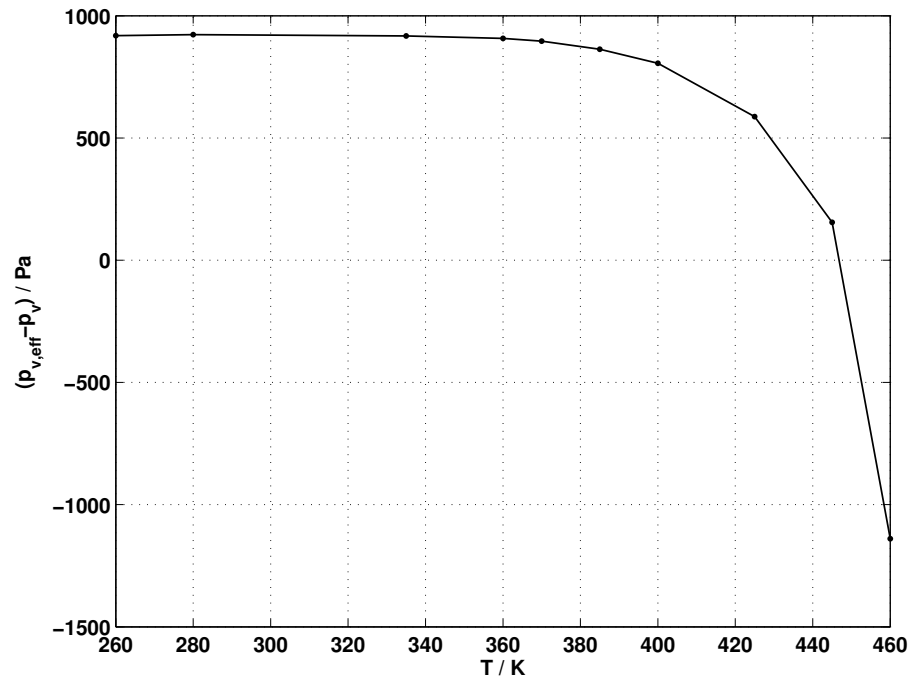


Abb. 3.20: Abweichung des effektiven Zerreißdrucks vom Dampfdruck bei Variation der Temperatur in Glykol unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts

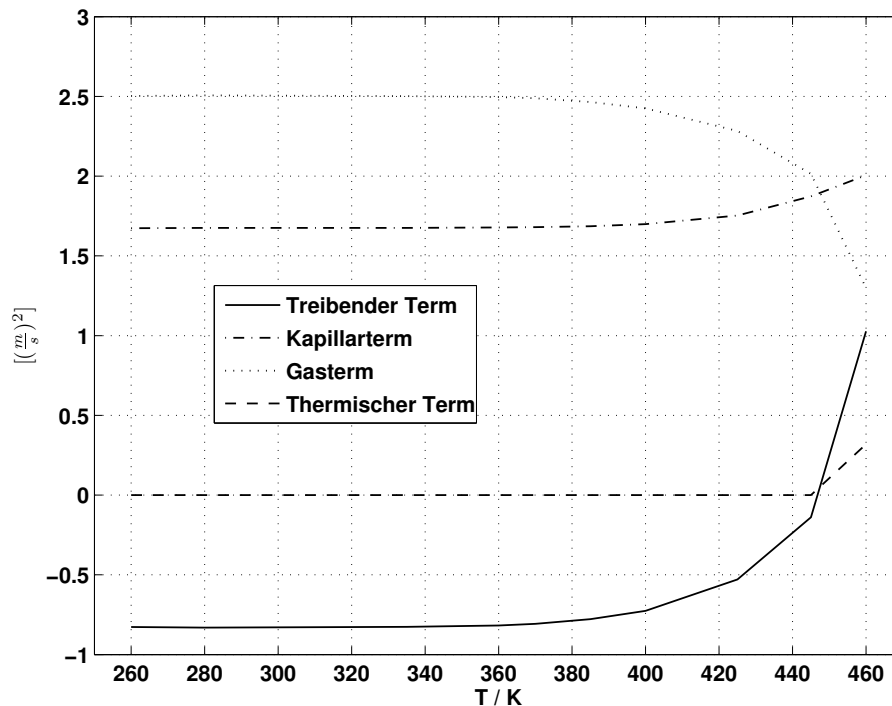


Abb. 3.21: Einfluss der einzelnen Terme bei Variation der Temperatur in Glykol unter Berücksichtigung des thermodynamischen Effekts

3.5. Fazit

Im Rahmen dieses Kapitels konnte durch die Erstellung eines eindimensionalen Simulationsmodells der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung eine Möglichkeit geschaffen werden, den Einfluss einzelner Stoffparameter auf das Blasenwachstum unabhängig voneinander zu untersuchen. Ebenso wurde das im CFD-Löser verwendete blasendynamische Modell in *Modelica* implementiert.

Ein Vergleich dieser Modelle führte zu der Erkenntnis, dass das Blasenwachstum beim in der CFD verwendeten Modell genau bei Erreichen des eingesetzten Dampfdrucks stattfindet, wohingegen das erweiterte RAYLEIGH-PLESSET-Modell Verläufe liefert, die abhängig von den darin zusätzlich berücksichtigten Einflüssen sind.

Um eine Übertragbarkeit der Ergebnisse des erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modells zu erreichen, wurde ein *effektiver Zerreißdruck* eingeführt, der durch den Druck bei Überschreiten eines Grenzwerts der *Volumenzuwachsrates* bei Aufprägung eines Druckabfalls mit einer bestimmten konstanten Druckabfallrate definiert ist. Der Grenz-

wert der Volumenzuwachsrates bestimmt sich aus dem Schnittpunkt des mit dem Modell errechneten Verlaufs mit dem im CFD-Modell verwendeten Dampfdruck für kaltes Wasser.

Es folgte eine unabhängige Untersuchung des Einflusses verschiedener Stoffparameter auf die berechneten effektiven Zerreißdrücke und die einzelnen Terme der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung. Die Einflüsse des freien Gasgehalts, der Oberflächenspannung, der Viskosität sowie des thermodynamischen Effekts zeigten ein Verhalten, wie es nach dem heutigen Wissensstand (Abschnitt [2.1.2](#)) zu erwarten ist.

Für die Stoffwerte von Wasser und Monoethylenglykol wurde der Einfluss der Temperatur untersucht. Hier zeigte sich, dass eine erhöhte Temperatur mit entsprechend steigendem Dampfdruck schon ohne Einbeziehung thermodynamischer Effekte zu effektiven Zerreißdrücken unterhalb der Dampfdrücke führt. Dieses Verhalten konnte auf den steigenden Einfluss der Oberflächenspannung zurückgeführt werden.

4. Experimentelle Bestimmung von effektiven Zerreißdrücken

Zur Validierung der Ergebnisse aus den Simulationen und zur Untersuchung von Flüssigkeiten, deren Stoffdaten nicht vollständig vorliegen, wurde eine Versuchsanordnung konstruiert und gebaut, die zeitliche Druckverläufe auf ein stehendes Flüssigkeitsvolumen aufprägen und die entstehenden Gasvolumina messen kann. Zur Realisierung dieses Ziels wurden verschiedene Konzepte untersucht. Aufgrund der Verwendbarkeit statischer Dichtungen und in Anbetracht des stark nichtlinearen Verhaltens des Blasenwachstums, wurde die folgende Variante mit vergleichsweise aufwändigem, regelbarem ölhdraulischen Antrieb eines Metallfaltenbalgs zur Aufprägung der Druckverläufe gewählt.

4.1. Beschreibung der Zerreißapparatur

4.1.1. Aufbau und Messtechnik

In Abbildung 4.1 ist das CAD-Modell der Zerreißapparatur mit den einzelnen Komponenten dargestellt. Die Versuchsflüssigkeit wird zunächst von einem externen Behälter mit einem Fassungsvermögen von etwa 40 l in den Versuchszylinder eingespeist. Eventuelle Luftpolster können über die Entlüftungsöffnung zurück in den Behälter geführt werden.

Zur Bestimmung des effektiven Zerreißdrucks wird nun der Faltenbalg durch den Hydraulikzylinder komprimiert. Über ein schnelles Servoventil wird dieser so geregelt, dass sich eine konstante zeitliche Druckabfallrate in der Flüssigkeit einstellt. Parallel zum Druck in der Flüssigkeit wird der Weg des Faltenbalgs aufgenommen und somit sind das verdrängte Volumen und die Volumenzuwachsrates bestimmbar. Der effektive Zerreißdruck $p_{v,eff}$ ergibt sich aus dem Flüssigkeitsdruck zum Zeitpunkt, an dem die

Flüssigkeit „aufreißt“, wie in Abschnitt 3.3 definiert.

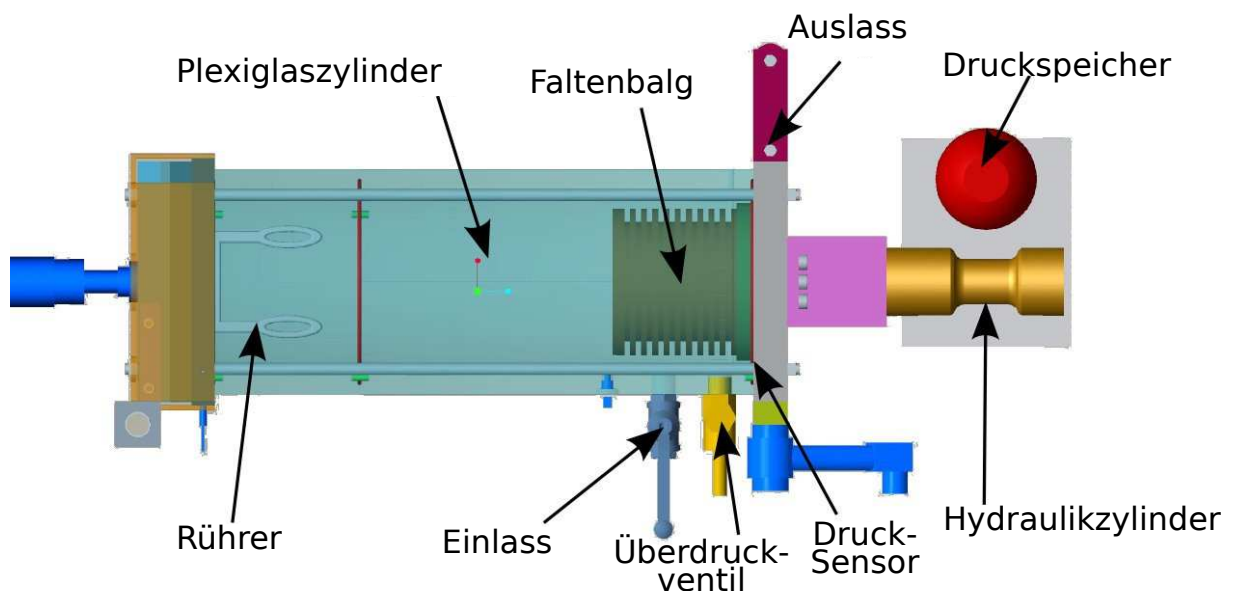


Abb. 4.1: CAD-Modell der Zerreißapparatur

Die experimentelle Bestimmung des effektiven Zerreißdrucks ist in Abbildung 4.2 beispielhaft dargestellt. Die Kolbengeschwindigkeit $0,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ entspricht einer Volumenzuwachsrate von $40 \frac{\%}{\text{s}}$ und somit der Definition des effektiven Zerreißdrucks bei der Druckabfallrate von $1800 \frac{\text{ms}}{\text{bar}}$.

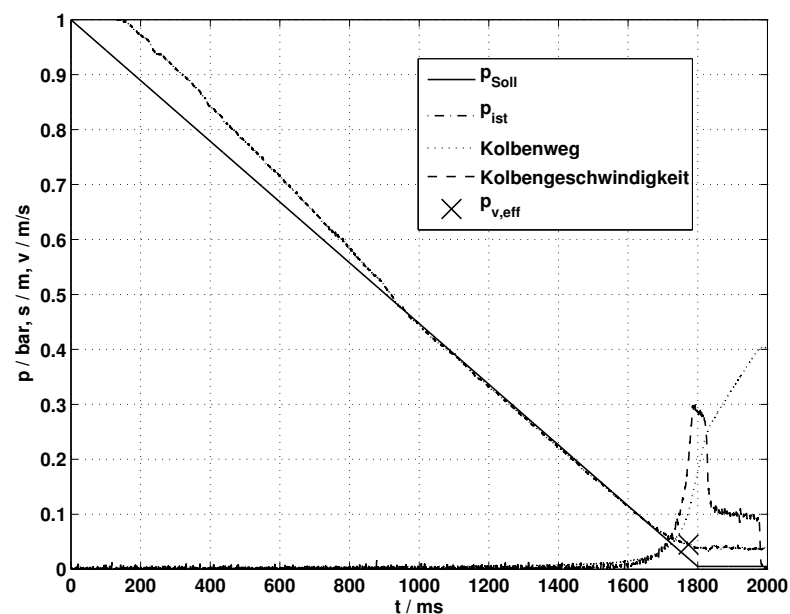


Abb. 4.2: Exemplarischer Versuchsablauf

Zur Entgasung und der Gasgehaltbestimmung kann mit Hilfe eines Rührers, der von einem Getriebemotor angetrieben wird, die Flüssigkeit in Bewegung versetzt und somit die Diffusionsrate erhöht werden (siehe auch Abbildung 4.7).

Die ausgeführte Messapparatur zur Bestimmung von Gasentstehungsraten ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Das Messvolumen besteht aus einem PMMA-Zylinder von 300 mm Länge und einem Innendurchmesser von 160 mm. Der speziell gefertigte Metallfaltenbalg weist einen Hub von 40 mm und einen Durchmesser von 130 mm auf. An der Kolbenstange des Hubzylinders ist der Wegsensor mit einer Auflösung von $1,5 \mu\text{m}$ angebracht. Der Aufnehmer zur Bestimmung des Drucks in der zu untersuchenden Flüssigkeit ist als Differenzdrucksensor zwischen dem Umgebungsdruck und der untersuchten Flüssigkeit geschaltet, um auch negative Drücke beziehungsweise Zugspannungen in der Flüssigkeit messen zu können. Die Eckfrequenz beträgt 4 kHz, die Linearitätsabweichung liegt bei 0,1 % des Messbereichs von 5 bar. Das Servoventil ist als 4/3-Wegeventil ausgebildet und kann dadurch die Bewegung des Kolbens in beide Richtungen steuern. Die Druckversorgung erfolgt über ein speziell gebautes Hydraulikkaggregat (Abbildung 4.4), welches den Druckspeicher mittels eines Zweipunktreglers mit Hysterese auf bis zu 150 bar lädt.

In Abbildung 4.5 ist im rechten Bild der Gasentstehungsprozess zu erkennen.

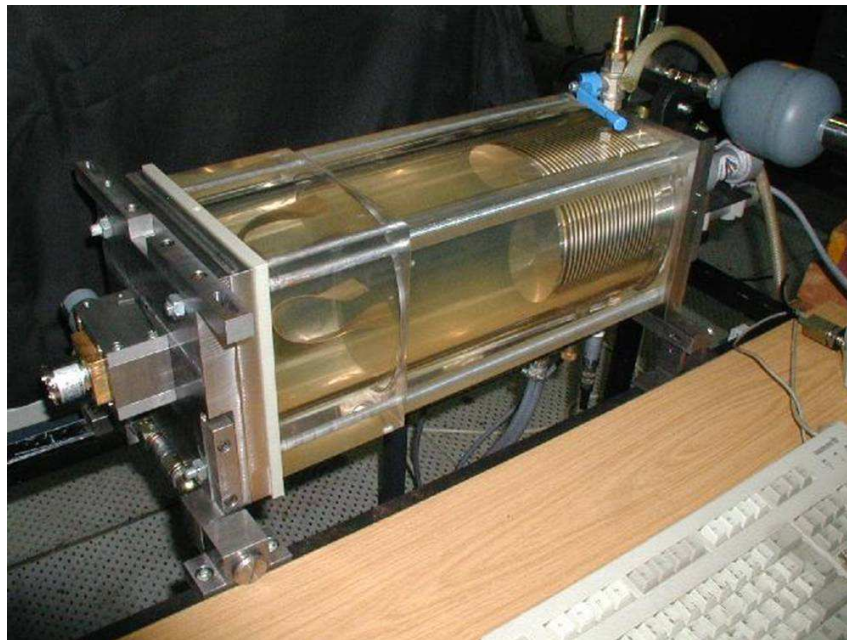


Abb. 4.3: Foto der Zerreißapparatur

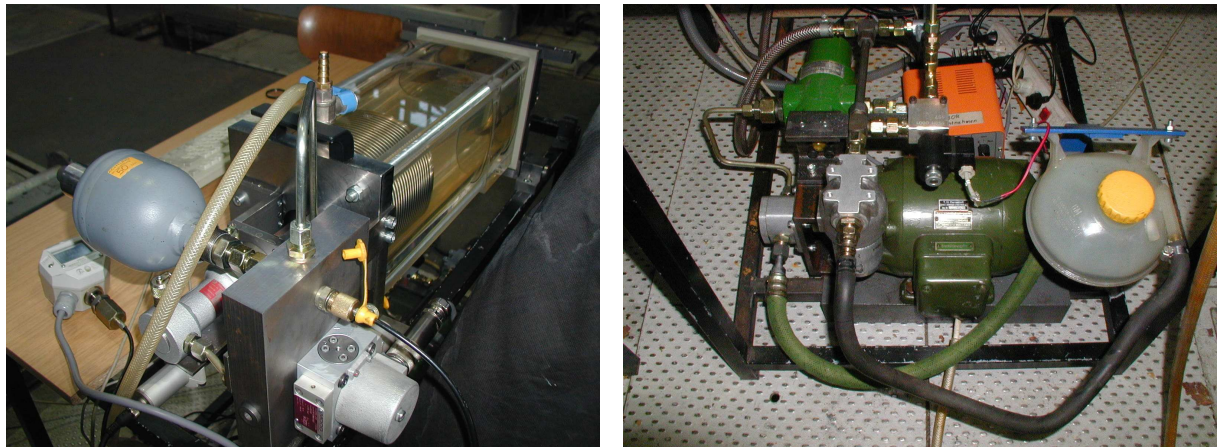


Abb. 4.4: Fotos des ölhydraulischen Teils (li.) und des Hydraulikaggregats (re.)



Abb. 4.5: Aufnahmen vor und während der Gasentstehung eines Versuchs

4.1.2. Realisierung der Druckregelung

Zur Messung und Regelung wird eine ISA-basierte, echtzeitfähige AD-Win-Karte verwendet, welche über die proprietäre Sprache AD-Basic programmiert werden kann. Die Messgrößen bestehen aus dem Druck im Messvolumen, dem Weg des Kolbens sowie der Servoventilposition. Als Stellgröße steht die Position des Servoventils zur Verfügung. Die Regelung des Systems wird mit dem Echtzeitprozessor der AD-Win-Karte realisiert, wohingegen die Steuerung der Messungen, die grafische Darstellung sowie die Auswertung mittels MATLAB vorgenommen werden.

Aufgrund des stark nichtlinearen Systemverhaltens gestaltet sich die Regelung, speziell im Bereich hoher Druckabfallraten, relativ schwierig. Im Folgenden wird der Aufbau der Regelung erläutert.

Es handelt sich um einen sogenannten Weichstruktur-PID-Regler mit Vorsteuerung. Im Vergleich zu einem konventionellen PID-Regler wird hier zum einen der integrale Anteil adaptiv vom Druck verändert, zum anderen wird zur Überbrückung der Totzeit des Servoventils von ca. 3 ms (siehe auch Abbildung 4.2) eine Vorsteuerung eingeführt, welche bereits vor dem eigentlichen Abfall des Drucksollwertes eine Aktorbewegung fordert. Weiterhin zeigte es sich als hilfreich, bei sehr schnellen Druckverläufen eine weitere Vorsteuerungsstufe bei Unterschreitung eines Drucks von ca. 0,5 bar einzuführen. Weitere Details zur Regelung finden sich im Anhang B.

4.1.3. Grenzen des Versuchsaufbaus

Mit dem bestehenden Aufbau können aufgrund der Trägheits-/Kraftverhältnisse und der Regelung je nach verwendeter Flüssigkeit und Gasgehalt folgende Grenzwerte erreicht werden. Die für die Bestimmung der effektiven Zerreißdrücke benötigten Werte sind in der zweiten Spalte dargestellt.

		Maximal erreichbar	Für die Auswertung benötigt
Inverse Druckabfallrate	$\frac{\text{ms}}{\text{bar}}$	1	<1800
Volumenänderungsrate	$\frac{\%}{\text{s}}$	80	>40
Kolbengeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	0,4	>0,2
Differenzvolumen [%]		10	2-8

Tab. 4.1: Grenzen der Zerreißapparatur

Mit dem Versuchsaufbau können zwar bei stark entgaster Flüssigkeit und einer Umkehrung der Kolbengeschwindigkeit Kavitationsereignisse mit Rückkondensation (Kollaps) wie in Abbildung 4.6 provoziert werden, die Zeitskalen der Druckspitzen des Blasenzerfalls liegen jedoch um viele Größenordnungen niedriger als die erreichbaren Kolbengeschwindigkeiten und der Drucksensor aufzulösen vermögen.

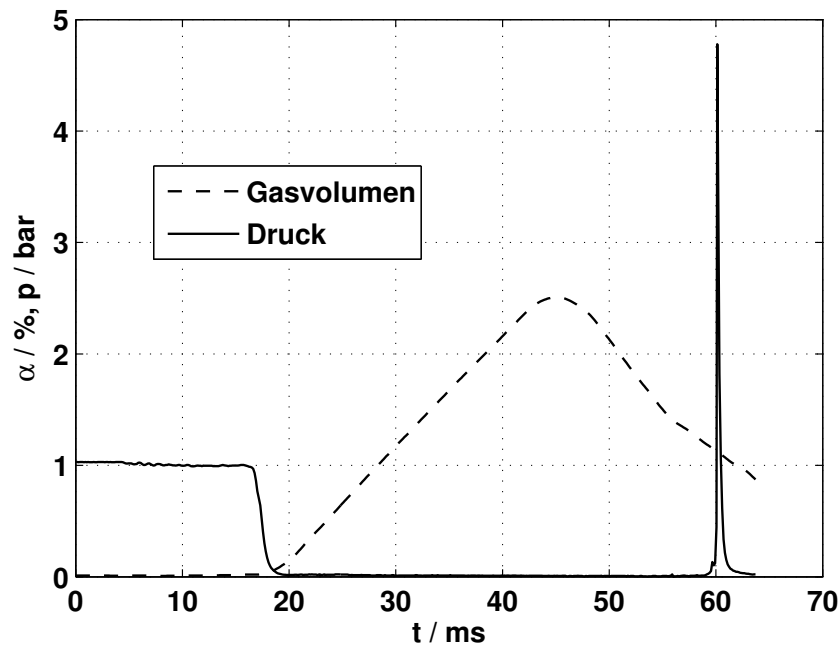


Abb. 4.6: Kavitationsereignis mit Blasenwachstum und -kollaps

4.1.4. Untersuchte Flüssigkeiten

Die Auswahl der Flüssigkeiten erfolgte in Abstimmung mit den projektfinanzierenden Unternehmen aus der Pumpenbranche anhand folgender Kriterien:

- Relevanz für die Pumpenindustrie
- Einfache Handhabbarkeit
- Niedriges Umwelt- und Gesundheitsgefhrdungspotential
- Preis und Beschaffbarkeit in kleinen Mengen
- Unterschiedliche Stoffdaten zu Wasser

Die ausgewählten Flüssigkeiten sind in Tabelle 4.2 und 4.3 aufgelistet. Aus den Datenblättern der verwendeten Flüssigkeiten sowie aus [58] und [34] und verschiedenen Online-Quellen [28] [29] wurden die relevanten Stoffdaten der einzelnen Flüssigkeiten zusammengetragen. Die mit „n/a“ gekennzeichneten Daten konnten nicht aus den vorliegenden Quellen ermittelt werden.

	Dynamische Viskosität	Dichte	Dampfdruck	Kapillarkonstante	Spezifische Wärmekapazität
Einheit	mPas	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	bar	$\frac{\text{mN}}{\text{m}}$	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$
Glykol	21,5	1110	0,001	48	2410
Wärmeträgeröl	3	887	0,0013	23	n/a
Heizöl	4,5	840	< 0,01	n/a	n/a
Wasser	1	999	0,03	74	4182
Silikonöl	10	930	n/a	20,2	n/a

Tab. 4.2: Stoffeigenschaften bei Raumtemperatur (1)

	Wärmeleitfähigkeit	Gasgehalt gemessen	Verdampfungsenthalpie	Dampfdichte	Kritische Temperatur
Einheit	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	$\frac{\text{mg}}{\text{l}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	K
Glykol	0,25	70	1077	0,0025	719
Wärmeträgeröl	n/a	400	n/a	n/a	n/a
Heizöl	n/a	145	628	n/a	n/a
Wasser	0,60	22	2445	0,017	647
Silikonöl	n/a	350	n/a	n/a	n/a

Tab. 4.3: Stoffeigenschaften bei Raumtemperatur (2)

Der in Tabelle 4.3 angegebene massenbezogene Gesamtgehalt an nichtkondensierbaren Gasen c in einer Flüssigkeit ist eine, im Gegensatz zum Gehalt freier Gase, experimentell einfach bestimmbare Größe, die entweder mithilfe beispielsweise eines VAN'SLYKESchen Apparats [54][23] oder in den hier dargestellten Untersuchungen direkt in der Zerreißapparatur bestimmt werden kann. Da die Flüssigkeit über einen Zeitraum von Tagen mit freier Oberfläche bei Umgebungsdruck gelagert wurde, ist von einem Diffusionsgleichgewicht auszugehen, und damit entsprechen die in Tabelle 4.3 angegebenen Werte dem Sättigungs-Gasgehalt bei Umgebungsdruck.

Die Gasgehaltsmessungen erfolgen automatisiert in der Zerreißapparatur durch mehrfache Durchführung von VAN'SLYKE-Zyklen. Einer dieser Zyklen besteht aus einem 30-sekündigen maximalen Ausfahren des Faltenbalgs aus dem Zylinder unter Einsatz des Rührers. Anschließend wird der Faltenbalg wieder eingefahren und der Druck im Versuchszylinder auf 1 bar eingeregelt. Über die Wegdifferenz des Kolbens vor und nach der Entgasung kann direkt die entstandene Gasvolumenfraktion α bestimmt werden um daraus mit der idealen Gasgleichung den Luftgehalt zu bestimmen.

Ein exemplarischer Verlauf von freiem Gas über der Anzahl solcher Zyklen mit und ohne Einsatz des Rührers in Wärmeträgeröl ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Durch das bei jedem Zyklus entstehende freie Gasvolumen steigt jeweils das erreichbare Druckminimum bei ausgefahrenem Kolben an, womit die Diffusionsgeschwindigkeit absinkt. Aus diesem Grund musste bei Flüssigkeiten mit hohem Gasgehalt eine manuelle Abscheidung des entstandenen Gasvolumens erfolgen. Dieser Vorgang ist in Abbildung 4.7 mit einem Pfeil gekennzeichnet. Sehr deutlich zu erkennen ist die um etwa den Faktor 5 höhere Diffusionsrate durch Einsatz des Rührers.

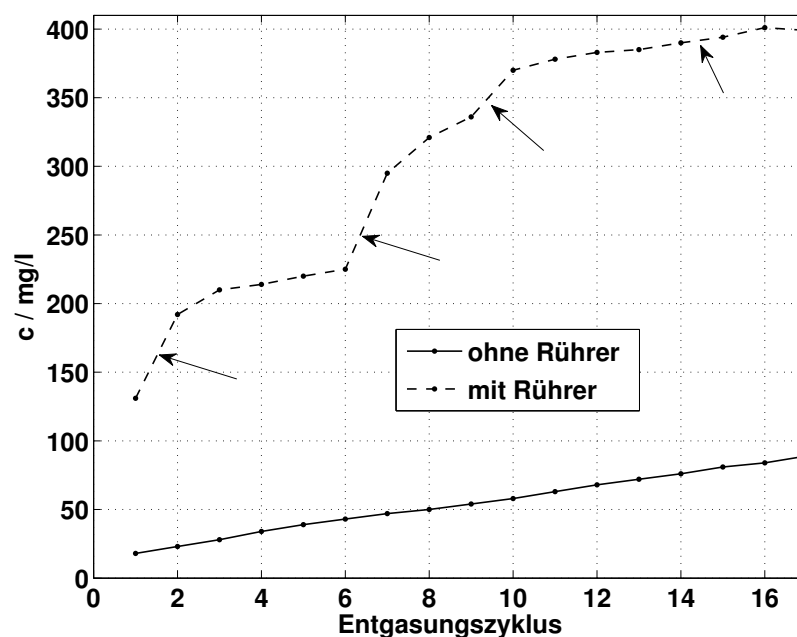


Abb. 4.7: Gasgehaltsbestimmung nach VAN'SLYKE

4.2. Ergebnisse

4.2.1. Variation von Gasgehalten bei verschiedenen Flüssigkeiten

In den folgenden Diagrammen 4.8 bis 4.12 sind die Ergebnisse aus den Versuchen mit der Zerreiapparat bei verschiedenen Flüssigkeiten und Gasgehalten im Vergleich mit den aus dem erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modell berechneten effektiven Zerreißdrücken bei Umgebungstemperatur dargestellt. Die gestrichelten Linien geben je-

weils den Dampfdruck¹ wider.

Bei allen Ergebnissen ist zu beachten, dass der Gesamtgasgehalt zwar eine einfach experimentell bestimmbare Größe darstellt, sich jedoch immer aus einem gelösten und einem freien Anteil zusammensetzt, welcher je nach *Vorgeschichte* der Flüssigkeit stark variieren kann und große Auswirkungen auf das (Pseudo-)Kavitationsverhalten hat. Diese Problematik zeigt sich vor allem im Bereich hoher Gasgehalte über der Sättigung. Weiterhin wird bei der Modellierung ein linearer Zusammenhang zwischen Gesamtgasgehalt und freiem Gasgehalt unterstellt.

Trotz teilweise großer Streuungen aufgrund dieses Sachverhalts zeigen die Ergebnisse, dass die berechneten Verläufe des effektiven Zerreißdrucks in Übereinstimmung mit den Messergebnissen zu einer deutlich verbesserten Voraussage führen als bei der Verwendung nomineller Dampfdrücke und in den meisten Bereichen zu konservativen Ergebnissen führen.

Eine Ausnahme bilden die Ergebnisse in Glykol (Abbildung 4.9). Hier zeigen sich durchgehend Werte oberhalb der den mit dem Modell berechneten. Dies ist höchstwahrscheinlich auf den stark *hydrophilen* Charakter aufgrund der zwei Hydroxylgruppen des Glykols zurückzuführen. Es ist deshalb in den Messungen von einem nicht zu vernachlässigenden Wasseranteil auszugehen, der die Ergebnisse zu erhöhten Werten in Richtung des effektiven Zerreißdrucks von Wasser verschiebt. Messungen mit einem 50-prozentigen Wasseranteil in der Zerreißapparatur [47] führten vergleichsweise zu kaum von Wasser unterscheidbaren Ergebnissen. Ein weiterer Einflussfaktor könnte in einem höheren als in der Simulation angenommenen ungelösten Gasanteil zu finden sein.

¹ Im Falle des Silikonöls konnte kein Dampfdruck ermittelt werden. Es ist jedoch aufgrund des Niveaus der gemessenen Werte von einem Dampfdruck von maximal 200 Pa auszugehen.

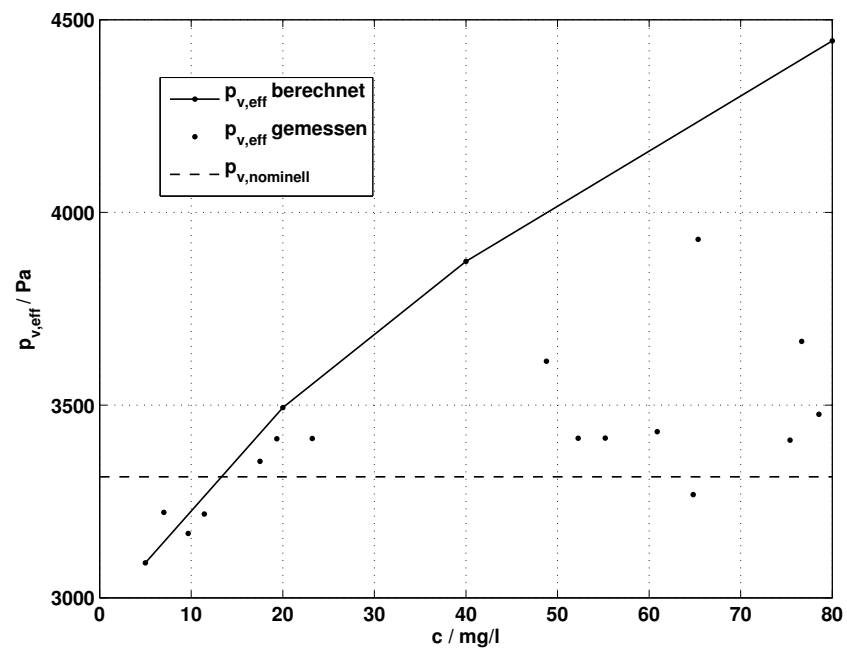


Abb. 4.8: Effektive Zerreißdrücke von Wasser über dem Gasgehalt

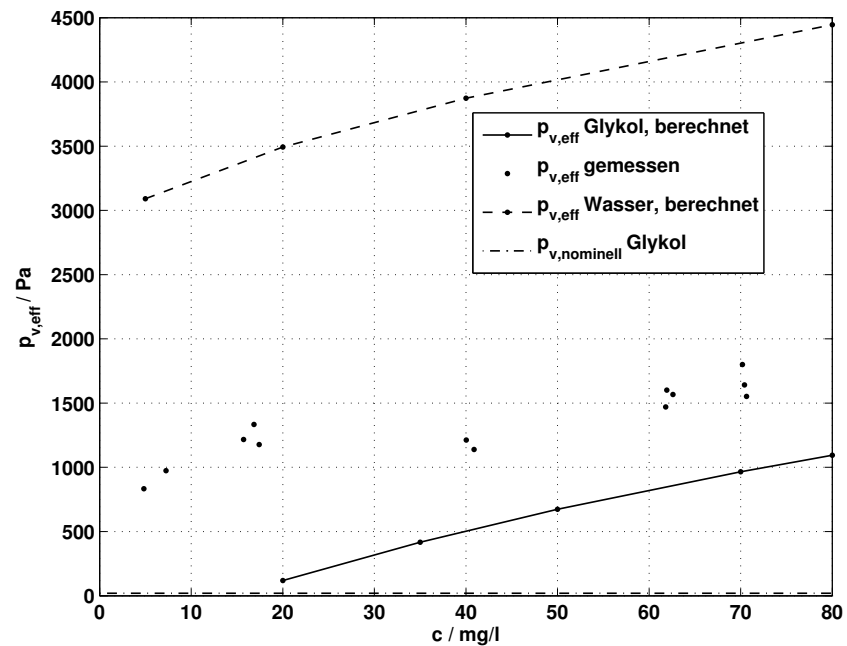


Abb. 4.9: Effektive Zerreißdrücke von Glykol über dem Gasgehalt

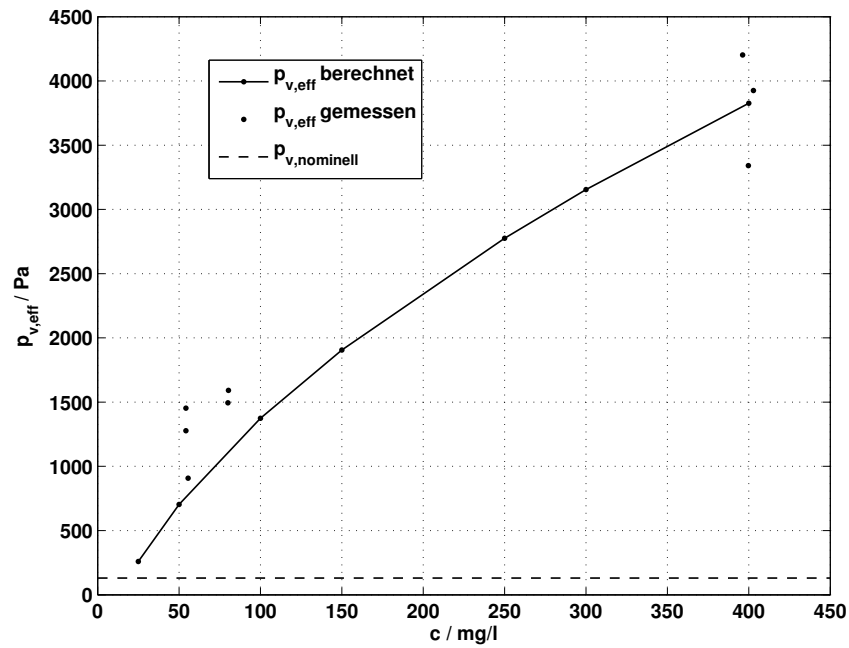


Abb. 4.10: Effektive Zerreißdrücke von Wärmeträgeröl über dem Gasgehalt

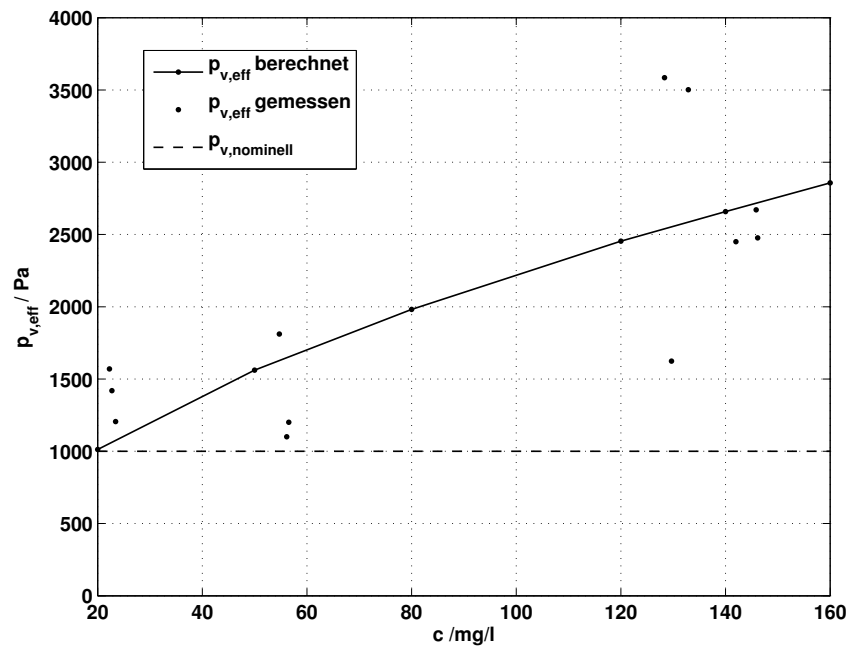


Abb. 4.11: Effektive Zerreißdrücke von Heizöl über dem Gasgehalt

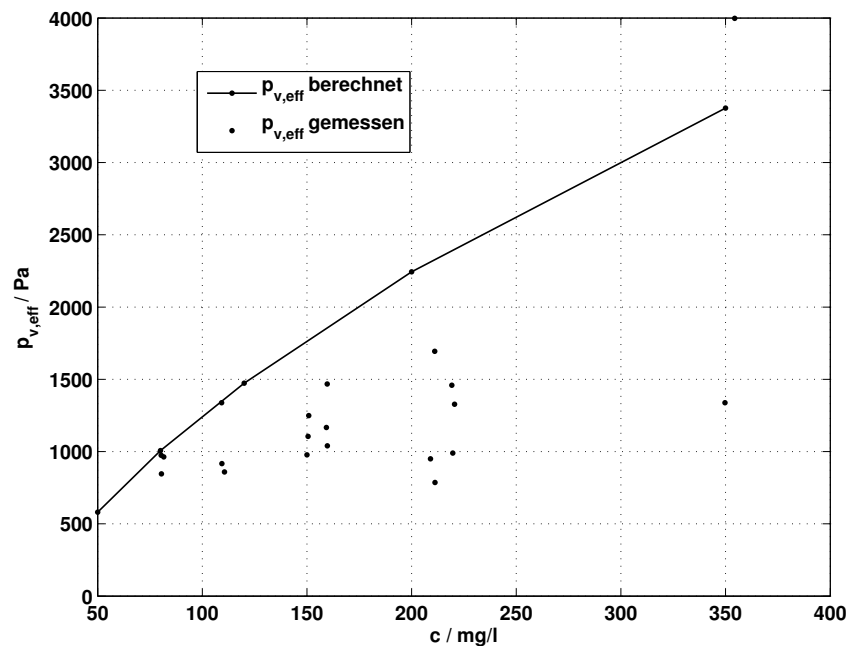


Abb. 4.12: Effektive Zerreißdrücke von Silikonöl über dem Gasgehalt

4.2.2. Untersuchungen bei erhöhter Temperatur in Wasser und Glykol

Zur Untersuchung des Temperatureinflusses, speziell des *thermodynamischen Effekts*, wurden Versuche mit Temperaturen von 73 °C in Wasser und Glykol durchgeführt und mit den Ergebnissen des Simulationsmodells verglichen. Eine Messung des Gesamtgasgehalts bei erhöhter Temperatur wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die Berechnungen mit Wasser gehen von einem sinkenden Gesamtgasgehalt mit der Temperatur von $c=23 \frac{\text{mg}}{\text{l}}$ bei Umgebungstemperatur auf $c=12 \frac{\text{mg}}{\text{l}}$ bei 73 °C aus. Da für Glykol kein temperaturabhängiger HENRYkoeffizient vorlag, wurde hier der bei Raumtemperatur bestimmte Gleichgewichtswert von $c=70 \frac{\text{mg}}{\text{l}}$ verwendet.

In den Ergebnissen in Abbildung 4.13 in halblogarithmischer und 4.14 in linerarer Darstellung ist für Glykol ein ähnliches Verhalten wie in Abbildung 4.9 zu erkennen. Die gemessenen Werte liegen auch bei erhöhter Temperatur über den, mit dem RAYLEIGH-PLESSET-Modell vorhergesagten, in Richtung des Dampfdrucks von Wasser verschoben.

Der gemessene effektive Zerreißdruck von Wasser liegt bei 73 °C um etwa 5 kPa unter

dem, mit dem erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modell berechneten. Ein möglicherweise niedrigerer *freier* Gasgehalt in der Messung kann dieses Verhalten teilweise erklären (siehe Abbildung 3.9 und 4.8). Eine weitere Diskussion dieser Ergebnisse und deren Übertragung auf eine Heizungsumwälzpumpe findet sich in Abschnitt 5.3.

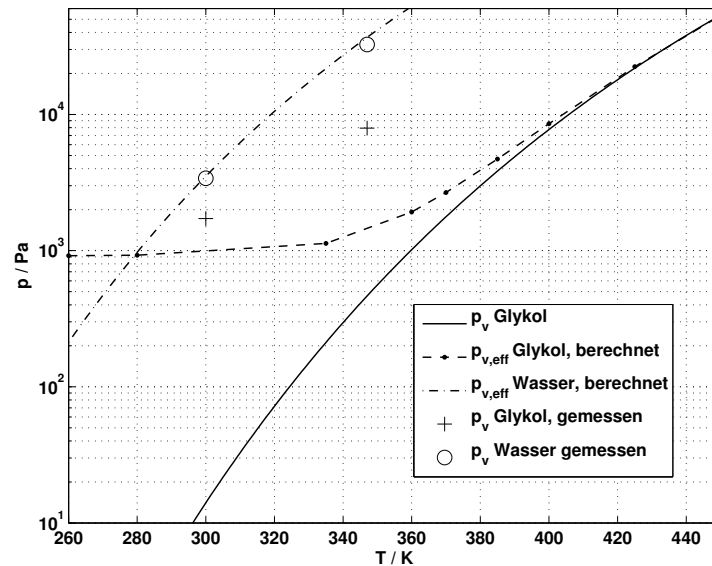


Abb. 4.13: Einfluss der Temperatur auf den gemessenen und berechneten effektiven Zerreißdruck, halblogarithmische Darstellung

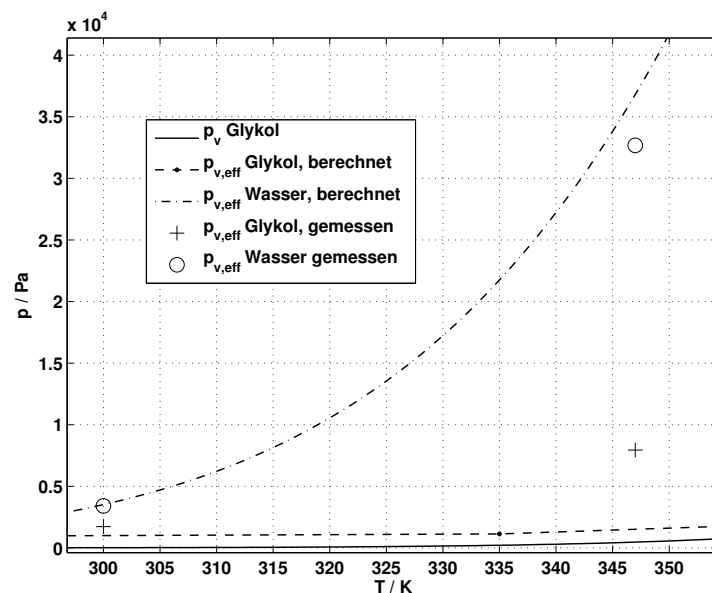


Abb. 4.14: Einfluss der Temperatur auf den gemessenen und berechneten effektiven Zerreißdruck, lineare Darstellung

4.3. Fazit

Zur experimentellen Validierung der mit dem eindimensionalen Simulationsmodell ermittelten effektiven Zerreißdrücke wurde eine servohydraulisch angetriebene Messapparatur entwickelt, welche zeitliche Druckverläufe auf ein stehendes Flüssigkeitsvolumen aufprägen und entstandene Gasvolumina messen kann.

Mit dieser *Zerreißapparatur* wurden für fünf ausgewählte Flüssigkeiten bei verschiedenen Gesamtgasgehalten die effektiven Zerreißdrücke bestimmt. Trotz der sich aus der Unkenntnis des stark schwankenden Verhältnisses zwischen dem ungelösten und dem gemessenen Gesamtgasanteil ergebenden Streuungen konnte gezeigt werden, dass die berechneten effektiven Zerreißdrücke zu realistischen Ergebnissen führen.

Die gemessenen Werte liegen in Übereinstimmung mit den Berechnungen, außer für Wasser bei niedrigen Gasgehalten, immer über den relativ niedrigen nominellen Dampfdrücken und lassen demnach einen dominierenden Einfluss von Pseudokavitation erwarten. Eine Berechnungsmethode zur Übertragung des Kavitationsverhaltens auf andere Flüssigkeiten als Wasser, unter Einsatz des nominellen Dampfdrucks ohne einen Sicherheitszuschlag, führt demnach zu einer Unterschätzung der Kavitation.

Die berechneten effektiven Zerreißdrücke bilden mit der Ausnahme von Glykol eine obere Grenzkurve der gemessenen Werte und stellen somit eine konservative Berechnungsgrundlage dar.

Aufgrund des hydrophilen Charakters von Glykol liegen die Ergebnisse bei allen Gesamtgasgehalten und Temperaturen zwischen den berechneten Werten von Glykol und Wasser.

Der Einfluss erhöhter Temperatur auf das Absinken des effektiven Zerreißdrucks in Wasser zeigte einen um 5 000 Pa größeren Effekt als aus der Berechnung zu erwarten war.

5. Übertragung effektiver Zerreißdrücke auf kavitierende Strömungen

5.1. Untersuchte Konfigurationen

Um die Übertragbarkeit der gewonnenen Erkenntnisse auf kavitierende Strömungen zu überprüfen, wurden Versuche in einer Düse mit Rechteckquerschnitt sowie an einem umströmten Profil und an zwei Pumpen durchgeführt. Im Gegensatz zu den Versuchen in ruhender Flüssigkeit erfolgt hier die Absenkung des statischen Drucks nicht durch eine Volumenvergrößerung, sondern durch die Aufteilung des Totaldrucks in einen erhöhten dynamischen und einen entsprechend niedrigeren statischen Druck durch Erhöhung der Geschwindigkeit.

Die hier gezeigten Ergebnisse mit CFD wurden größtenteils im Rahmen des AiF-Vorhabens von BOGNER vom Lehrstuhl für Fluidmechanik an der TU-München berechnet. Nähere Details zu den verwendeten Rechengittern und weitere Ergebnisse finden sich in [17],[5] und [6].

Tabelle 5.1 zeigt einen Überblick über die Anzahl der untersuchten Konfigurationen in den einzelnen Versuchseinrichtungen.

	Stoffeigenschaften	Gasgehalt	Geschwindigkeit	Temperatur
Düse	5	2-3	keine Variation	keine Variation
Heizungspumpe	keine Variation	keine Variation	3	3
Radialpumpe	2	keine Variation	5	keine Variation
Umströmtes Profil	2	keine Variation	6	keine Variation

Tab. 5.1: Anzahl der Variationen in den Versuchseinrichtungen

5.2. Kavitierende Düse mit verschiedenen Flüssigkeiten

Eine Düse mit Rechteckquerschnitt wurde aufgrund der guten optischen Zugänglichkeit sowie der einfachen Möglichkeit der Berechnung mittels CFD gewählt. Der Druck verhält sich hier, im Gegensatz zu beispielsweise einem umströmten Profil, näherungsweise konstant über dem Strömungsquerschnitt. In Kombination mit dem geometrisch definierten Minimum des statischen Drucks im engsten Querschnitt war eine sehr gute Validierungsmöglichkeit der zuvor ermittelten effektiven Zerreißdrücke ohne größere strömungsmechanische Fremdeinflüsse zu erwarten. Aufgrund des kleinen Volumens der Versuchsanlage beträgt die benötigte Menge an Versuchsflüssigkeit lediglich 20 l. Für jede eingesetzte Flüssigkeit wurden verschiedene Gasgehalte untersucht. Aufgrund der Charakteristik der Düse und des Antriebskonzepts ergaben sich Geschwindigkeiten zwischen 33 und 36 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ im engsten Querschnitt.

5.2.1. Versuchsaufbau

Als Versuchsgeometrie wurde eine konvergent-divergente Düse gewählt, deren Tiefe konstant 5 mm beträgt. Der halbe Düsenwinkel beträgt 15 °, der halbe Diffusorwinkel 10 °. Der engste Querschnitt hat eine Weite von 10 mm, der größte Querschnitt eine Weite von 60 mm, so dass sich die Düsenlänge zu 235 mm ergibt (Abbildung 5.1).

Das Prinzipschaltbild des Prüfstands ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Um die Rückwirkung von Pulsationen einer Hydraulikpumpe auf die Kavitationszone zu vermeiden sowie eine einfache Konditionierung des Gasgehalts der Flüssigkeiten zu erreichen, wurde der Prüfstand als Durchblaseprüfstand realisiert. Die Aufladung des Druckspeichers erfolgt über Druckluft. Während einer Messung bleibt die Konditionierung der Flüssigkeit unverändert, da kein Umlauf mit Veränderungen des Keimspektrums durch mehrmaligen Durchgang durch die Kavitationszone vorhanden ist [10]. Die Auslegung und Dimensionierung des Druckspeichers, der Rohrleitungen und der Ventile erfolgte mithilfe des kommerziellen Simulationswerkzeugs *AMESim*.

Die genannten konstruktiven Maßnahmen zielen auf die Begrenzung von unerwünschten Einflussfaktoren auf die Kavitationsmessungen und eine erhöhte Reproduzierbarkeit der Messungen.

Die konstruktive Umsetzung der Düsenmessstrecke mit den Positionen der Druck-

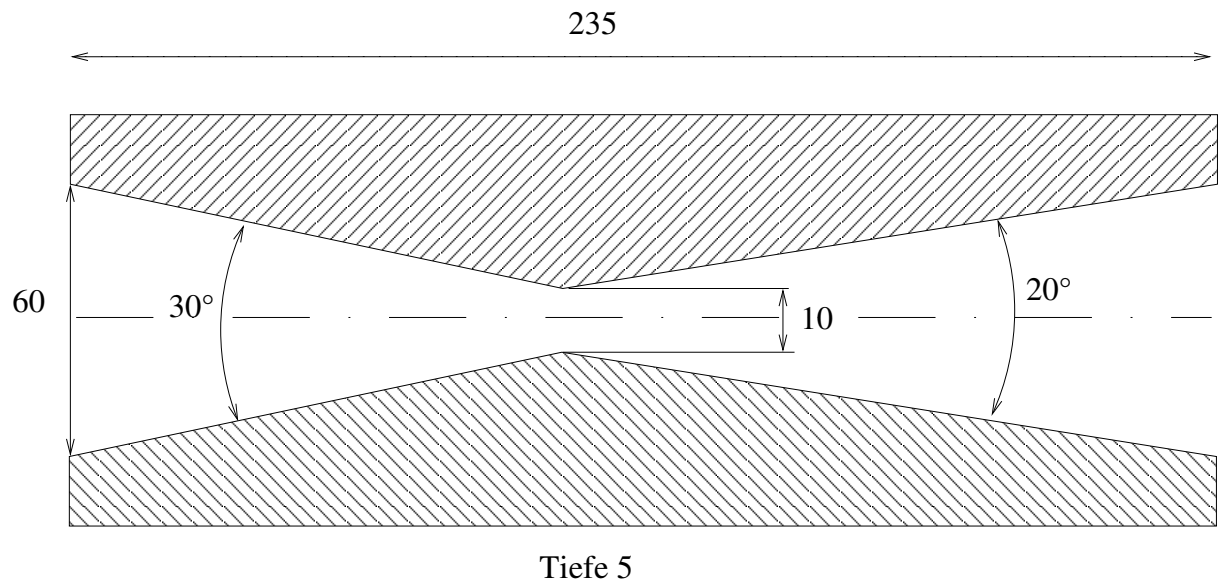


Abb. 5.1: Geometrie der Versuchsdüse

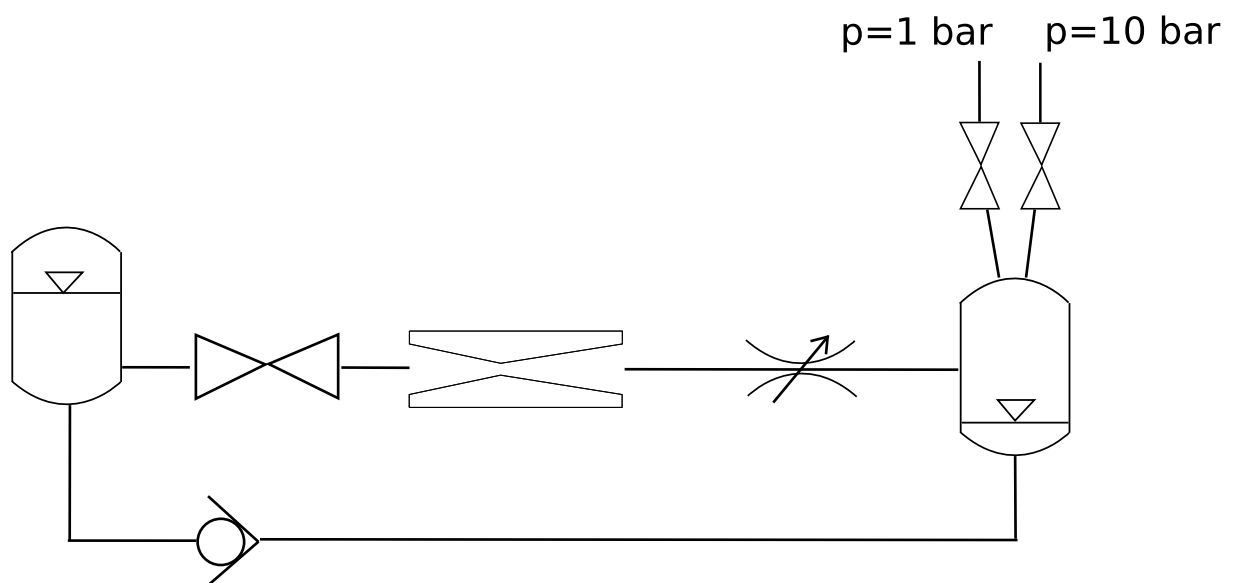


Abb. 5.2: Prinzipschaltbild des Düsenversuchsstands

messstellen ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Um einen möglichst strömungsgünstigen Übergang vom kreisrunden Querschnitt der Anschlussleitung auf die rechteckige Düsengeometrie zu gewährleisten, wurde ein Kunstharzgesteig mit verlorenem Styroporkern gefertigt, welches einen konstanten Flächenverlauf über der Lauflänge aufweist. Um eine Überbelastung des Plexiglas im Bereich der Düse, in dem noch hohe Drücke vorhanden sind, zu vermeiden, wurde dieser Teil mittels Stahlblechen armiert.

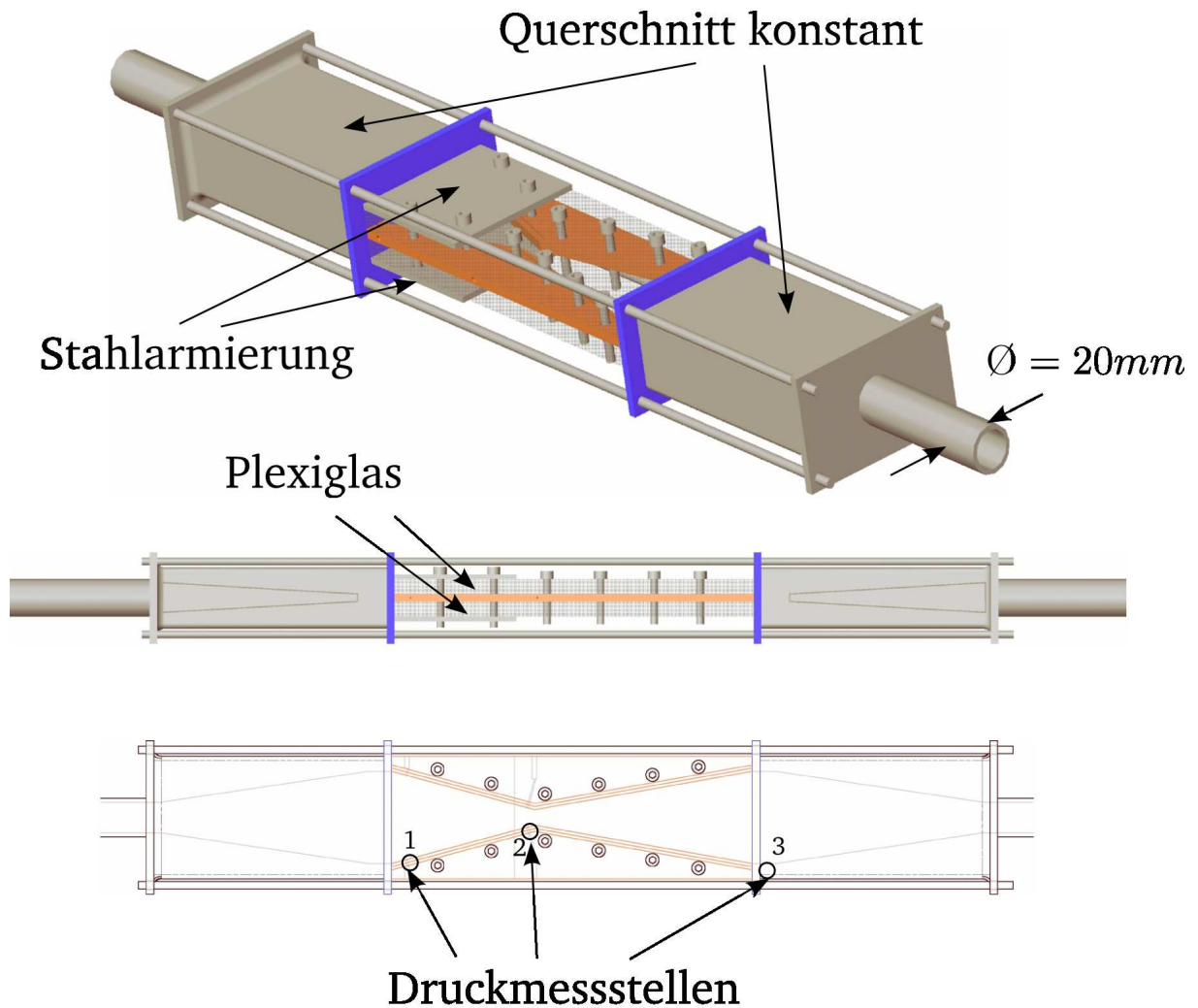


Abb. 5.3: CAD-Modell der Versuchsdüse

Der ausgeführte Düsenprüfstand ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Befüllung des Druckspeichers erfolgt mithilfe von Druckluft über einen Bypass mit einem Filter und einem Rückschlagventil, um zu hohe Drücke im Bereich der unverstärkten PMMA-Messstrecke zu vermeiden. Die Größe der Kavitationszone wird über eine modifizierte CCD-Kamera mit 30 Bildern/s aufgenommen (Abbildung 5.5). Die Synchronisierung der Kamera mit den Messungen der Drucksensoren wird über eine automatische Schaltung der Beleuchtung beim Start der Messung realisiert. Die Anpassung der Beleuchtung beziehungsweise Belichtungsparameter bei den verschiedenen-transparenten Flüssigkeiten erfolgte durch Kalibrierung der Helligkeit der Aufnahmen ohne Kavitation. Es wurden Messungen mit allen Flüssigkeiten bei verschiedenen Kavitationskennzahlen und drei verschiedenen Gasgehalten durchgeführt. Bei Düsenströmungen bezie-

hungsweise kavitierenden Drosselventilen ist es üblich, die Kavitationskennzahl mit dem Totaldruckverlust des drosselnden Querschnitts¹ zu bilden [15]. Da die Druckmessstelle nach der Düse p_3 jedoch noch in deren Ablösegebiet liegt, welches mit der Numerik schwierig genau zu erfassen ist, wurde hier die Kavitationskennzahl konventionell mit dem statischen Druck unmittelbar vor dem engsten Querschnitt² (zweite Messposition in Abbildung 5.3), dem Dampfdruck und der mittleren Geschwindigkeit am Eintritt gebildet:

$$\sigma = \frac{2(p_2 - p_v)}{\rho u_0^2} \quad (5.1)$$

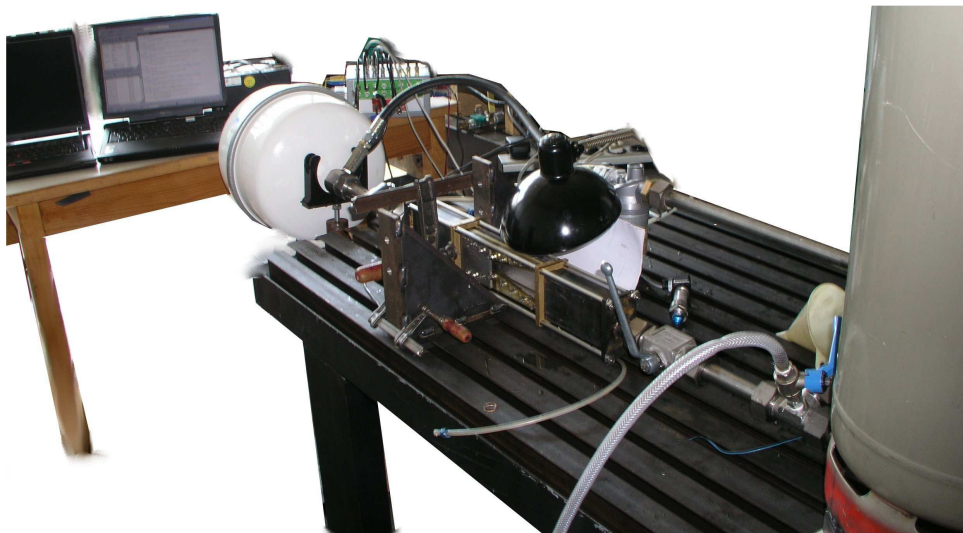


Abb. 5.4: Ausgeführter Düsenprüfstand

Die Änderung der Kavitationskennzahl wird über eine Variation des Gegendrucks durch eine manuelle Verstellung der Drossel stromab der Düse erreicht.

Die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt sich über den dynamischen Druckabfall und die Druckverluste zwischen den beiden ersten Messstellen. Aus der BERNOULLI'schen

¹ Bei Drosselarmaturen ist der Kehrwert als X_f -Wert bekannt.

² Die Wahl des Referenzdrucks direkt vor dem engsten Querschnitt minimiert den Einfluss der *verschiedenen* Reibungsverluste der Flüssigkeiten bis zur Kavitationszone. Der Bezug auf den Staudruck am Einlauf der Düse wurde aus praktischen Gründen gewählt, um die absolute Größe der Kavitationszahl nicht zu klein werden zu lassen.

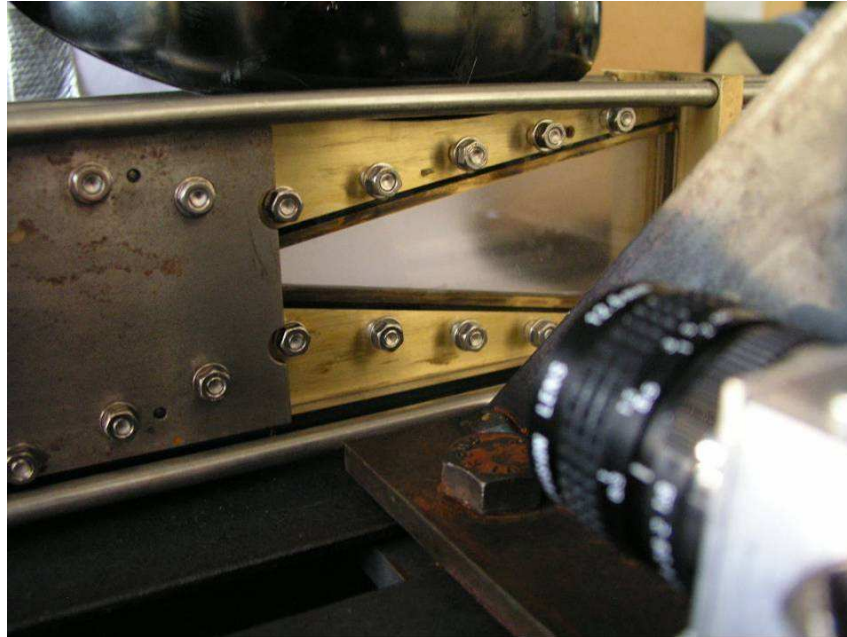


Abb. 5.5: Düse mit Kamera

Gleichung und der Kontinuitätsgleichung ergibt sich dann aus der gemessenen Druckdifferenz $\Delta p_{1 \rightarrow 2}$ die mittlere Geschwindigkeit am Eintritt zu:

$$u_0 = \frac{A_1}{A_0} \sqrt{\underbrace{\frac{2\Delta p_{1 \rightarrow 2}}{\rho((A_1/A_2)^2 + \zeta_{1 \rightarrow 2})}}_{u_1}} \quad (5.2)$$

Unbekannt ist in Gleichung (5.2) die Druckverlustziffer ζ . Diese wird im Falle einer Düse mit Rechteckquerschnitt in [51] mit

$$\zeta = \alpha(\lambda_1 - \lambda_2)/2 \quad (5.3)$$

angegeben, wobei der Faktor α bei einem Düsenwinkel von $\delta = 30^\circ$ und einem Verengungsverhältnis von $\frac{1}{6}$ aus Experimenten einen Wert von 0,5 annimmt und $\lambda_{1/2}$ den Rohrreibungszahlen am Anfang und Ende der Düse entspricht.

Die REYNOLDSzahl errechnet sich mit dem hydraulischen Durchmesser des Kanals:

$$D_h = 2 \frac{b(s)h}{b(s) + h} \quad (5.4)$$

$$Re = \frac{uD_h}{\nu} \quad (5.5)$$

Für Referenzzwecke wird im Folgenden die REYNOLDSzahl am Eintritt der Düse verwendet. Die Spanne dieser erstreckt sich bei den verwendeten Versuchsflüssigkeiten von $300 < Re < 33\,000$.

Da die Düsenwandung aus poliertem Plexiglas gefertigt ist, kann von *hydraulisch glattem* Verhalten ausgegangen werden. Die Reibungszahl für den Fall der laminaren Spaltströmung ergibt sich nach [27] zu:

$$\lambda = \frac{96}{Re} \quad (5.6)$$

Im Übergangsbereich berechnet sich die Reibungszahl λ nach NIKURADSE zu:

$$\lambda = 0.3164 \cdot Re^{\frac{1}{4}} \quad (5.7)$$

Da λ und somit $\zeta_{1 \rightarrow 2}$ im laminaren Fall sehr stark und im Übergangsbereich schwach von der mittleren Geschwindigkeit abhängen und diese unbekannt ist, ist Gleichung (5.2) iterativ zu lösen.

In Abbildung 5.6 sind die Zeitverläufe der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Einlauf, der Kavitationszahl und der Verlustziffer $\zeta_{2 \rightarrow 3}$ über die Kavitationszone für einen kompletten Versuch in Wasser dargestellt. Die Kreuzsymbole markieren die Zeitpunkte der einzelnen optischen Aufnahmen. Zur Zeit $t=0,5$ s wird der Kugelhahn geöffnet und die Flüssigkeit beschleunigt. Es stellt sich ein stationärer Betriebszustand in der Versuchsstrecke ein, der aufgrund der Drosselwirkung der kavitierenden Düse durch eine zeitlich konstante Kavitationskennzahl gekennzeichnet ist. Die in dieser stationären Phase zwischen den beiden strichpunktiierten Linien gewonnenen Aufnahmen der Kavitationszone werden, wie in Abbildung 5.7 dargestellt, zeitlich gemittelt und die Intensitäten in Falschfarben dargestellt. Durch Aufsummierung der Pixel, welche einen definierten Schwellwert I_{Grenz} überschreiten, kann eine Kavitationsfläche ermittelt werden (mit roter Farbe in Abbildung 5.7 markiert). Für jede untersuchte Konfiguration wurden die Helligkeitsaufnahmen von drei Durchblaseversuchen gemittelt, was zu einer Anzahl von ca. 100 Einzelbildern führt. Da die Mittelwerte der Kavitationsaufnahmen eine vergleichsweise diskrete Begrenzung aufweisen und die Düsencharakteristik, wie in Abschnitt 5.2.3 zu erkennen, einen sehr starken Anstieg der Kavitationsfläche unter einer kritischen Kavitationskennzahl aufweist, ist die Abhängigkeit der Ergebnisse vom

Schwellwert vernachlässigbar.

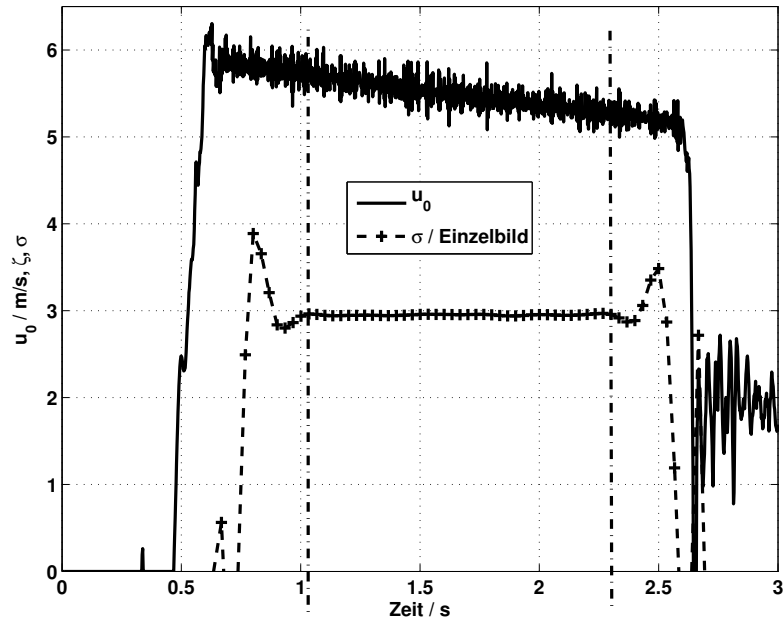


Abb. 5.6: Beispielmessung eines Durchblaseversuchs

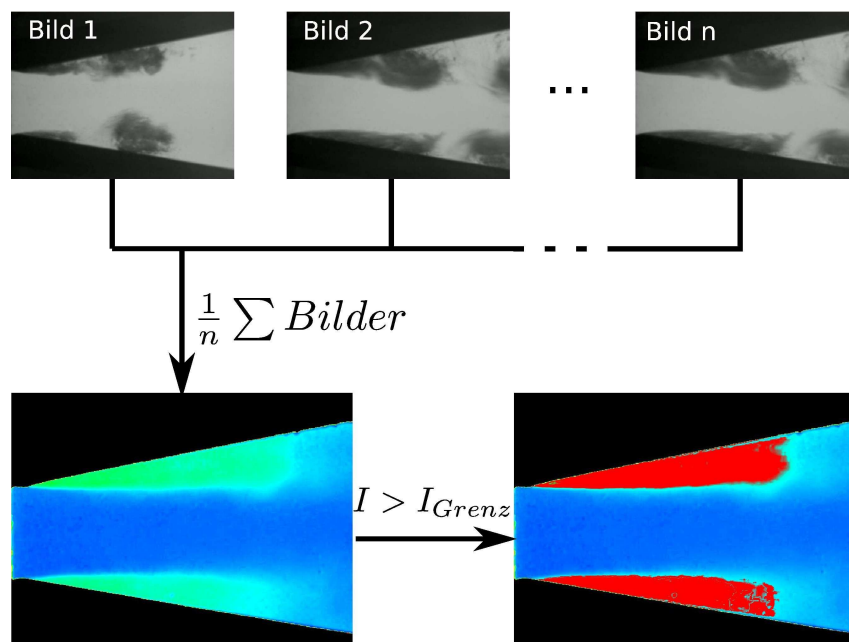


Abb. 5.7: Bestimmung der gemittelten Größe von Kavitationszonen

Der Anstieg der Größe der Kavitationszone mit sinkender Kavitationszahl ist in Abbildung 5.8 exemplarisch für Wasser dargestellt.

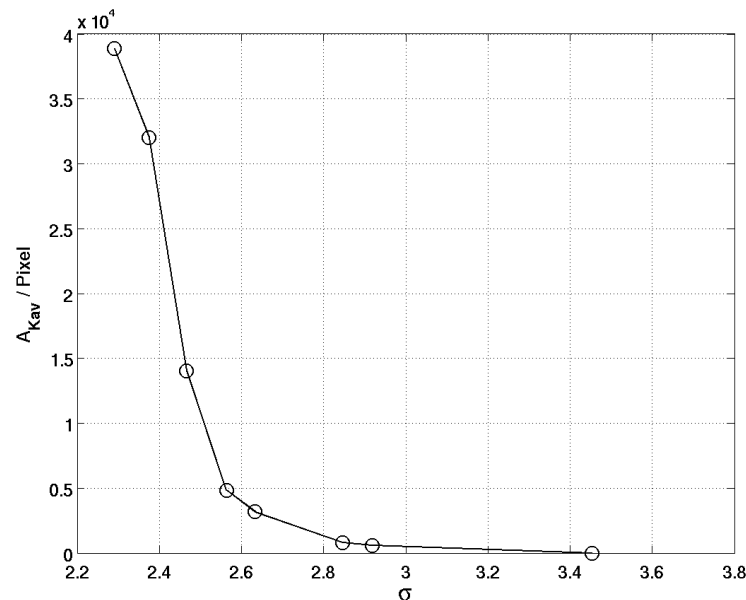


Abb. 5.8: Größe der Kavitationszone in Wasser bei verschiedenen Kavitationszahlen

5.2.2. CFD-Modellierung

Bei der Modellierung der Düsenkontur konnte deren Symmetrie ausgenutzt werden und so lediglich ein Viertel des Kanals mit ca. 50 000 Zellen vernetzt werden (siehe Abbildung 5.9). Für die Berechnung aller Flüssigkeiten konnte das gleiche Gitter verwendet werden, indem die niedrigviskosen Flüssigkeiten mit Wandfunktionen und die höherviskosen mit einem Low-Reynolds-Ansatz berechnet wurden (siehe Abbildung 5.9). Als Turbulenzmodell wurde das Standard- $k\epsilon$ -Modell mit Realizability-Bedingung verwendet. Als Grenzwert für sichtbare Kavitation wurde, wie auch schon bei der Kalibrierung des CFD-Modells [17], eine Dampfvolumenfraktion von $\alpha=10\%$ gesetzt.

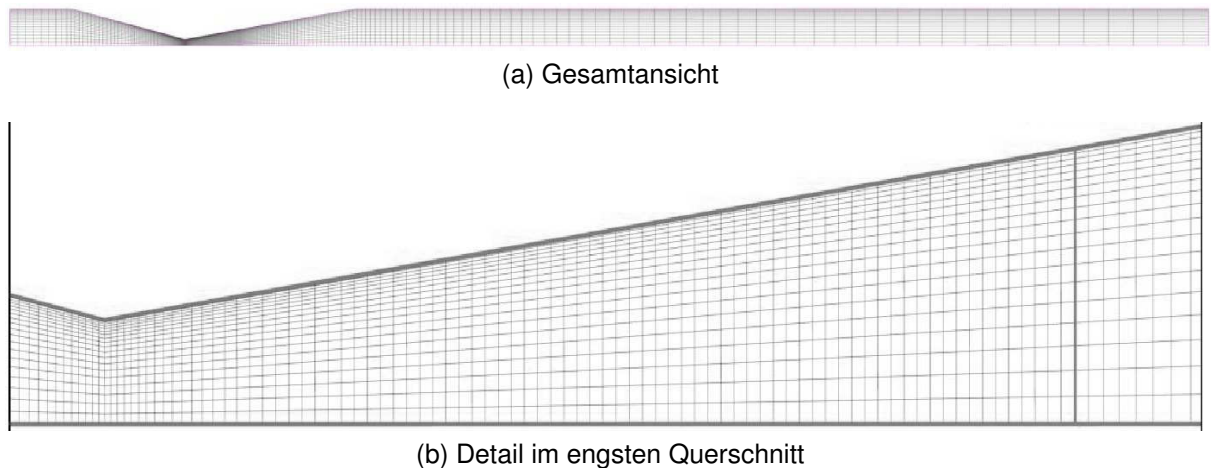


Abb. 5.9: Rechennetz der Düse

5.2.3. Ergebnisse

Einen Vergleich des Dampfvolumentanteils der CFD-Rechnung und der gemessenen Kavitationszone in Wasser zeigt Abbildung 5.10. Zu erkennen ist, dass das CFD-Modell im hinteren Bereich zwar eine etwas abgelöste Kavitationszone vorhersagt, die grundlegende Struktur jedoch sehr gut zu den gemessenen mittleren Helligkeitsverteilungen passt. Zu bedenken ist hier, dass es sich (wie in den meisten kavitierenden Strömungen) um eine stark instationäre Strömung handelt, der in der CFD eine künstliche Stationarität aufgeprägt wird. Bei einer instationären Berechnung ist anzunehmen, dass, ähnlich zu den Untersuchungen am Profil von DULAR[13] und BOGNER[5], ein Re-Entrant Jet im stromabliegenden Kavitationsgebiet zu einer periodischen Ablösung der Kavitationszone und damit zu einer Wolkengenerierung sowie -konvektion führt.

Stellt man nun analog zu Abbildung 5.8 die Kavitationszonen aller untersuchten Flüssigkeiten bei verschiedenen Gasgehalten in Abhängigkeit von der mit dem Dampfdruck p_v gebildeten Kavitationszahl σ in Abbildung 5.11 dar, so zeigen sich große Unterschiede in den Ergebnissen. Wie zu erwarten, führen höhere Gasgehalte zu einer Verschiebung der Graphen zu höheren Kavitationszahlen. Die Stoffe zeigen, trotz ähnlicher Dampfdrücke, große Unterschiede in der Lage des Steilanstiegs aufgrund von Versperrung. Das Streuband aller Messungen liegt bei etwa $\Delta\sigma=0,4$.

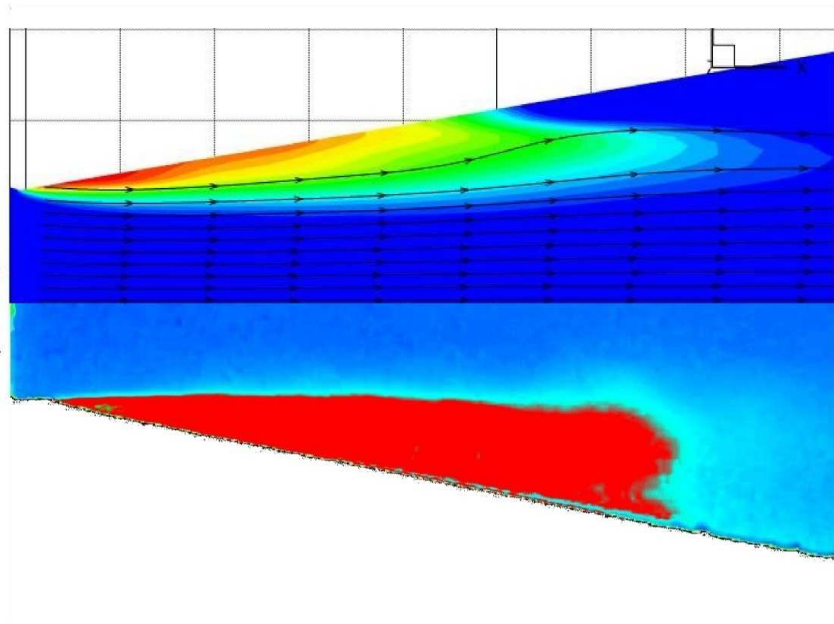


Abb. 5.10: Vergleich der mit CFD berechneten Dampfvolumenfraktion (oben) und der gemessenen Kavitationszone (unten) bei $\sigma_{eff}=2,5$

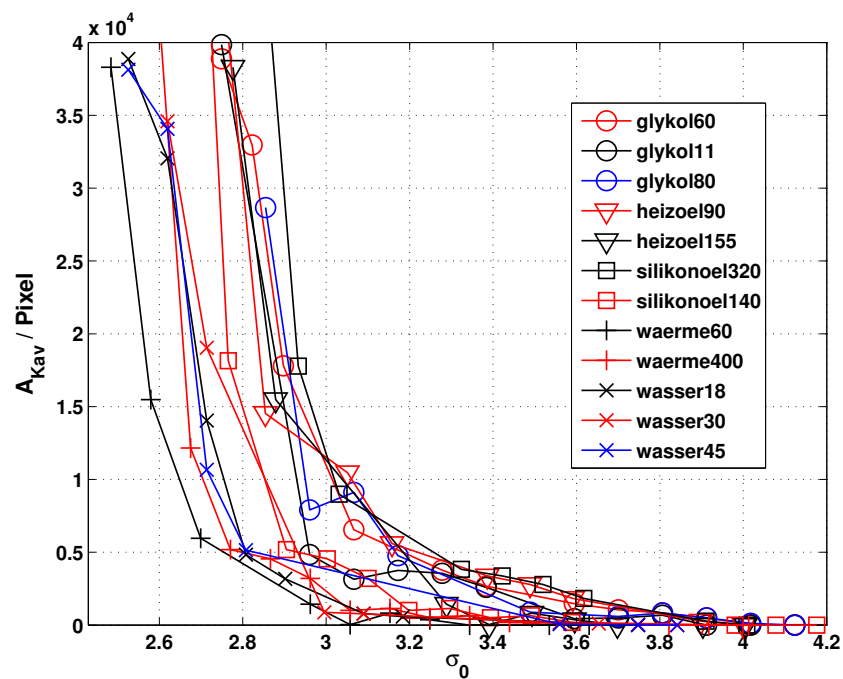


Abb. 5.11: Größe der Kavitationszone ohne Verwendung effektiver Zerreißdrücke bei verschiedenen Flüssigkeiten und Gesamtgasgehalten in $\frac{mg}{l}$ (Zahl hinter der Flüssigkeit)

Bildet man nun die Kavitationszahl mit den effektiven Zerreißdrücken σ_{eff} , so verschieben sich die einzelnen Kurven, wie in Abbildung 5.12 dargestellt. Zu erkennen ist, dass sich die Gesamtstreuung kaum verändert, die einzelnen Graphen jedoch zwei Scharen bilden, deren Streuung weniger als ein Viertel der Gesamtstreuung beträgt.

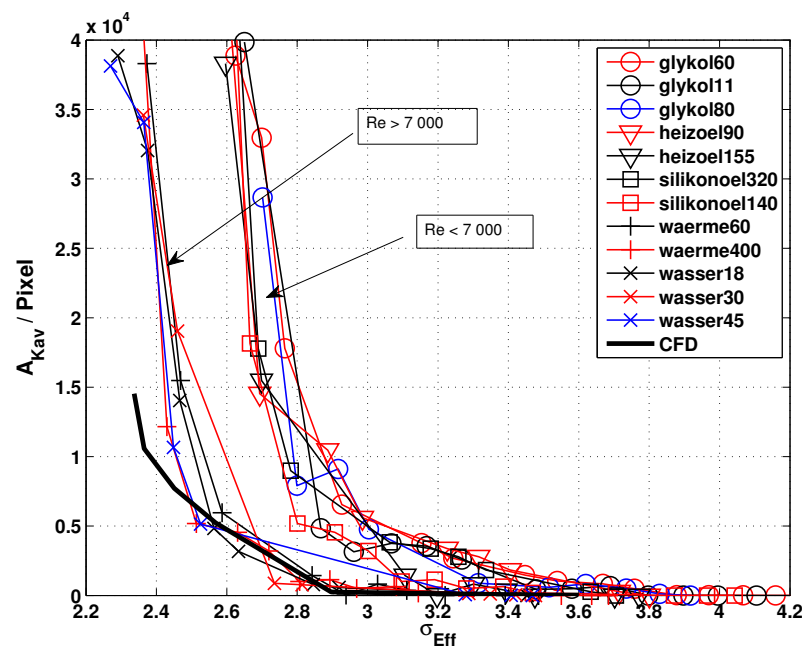


Abb. 5.12: Größe der Kavitationszonen mit Korrektur durch effektive Zerreißdrücke, Zahlen kennzeichnen Gesamtgasgehalt in $\frac{\text{mg}}{\text{l}}$

Der Grund für die Aufteilung in zwei Kurvenscharen ist im Charakter der Strömungen zu finden. Die REYNOLDSzahl weist, hauptsächlich aufgrund der stark unterschiedlichen Viskositäten, eine Spanne von zwei Zehnerpotenzen von 300 bis 33 000 auf (siehe Abschnitt 5.2.1). Bei den experimentellen Untersuchungen an der Düsenkontur zeigte sich bei REYNOLDSzahlen unter 7 000 ein anderes Bild der Kavitationszone. Die Heligkeitsaufnahmen in Abbildung 5.13 deuten auf eine einseitige Ablösung der Strömung hin. Diese tritt bei gleichen Versuchsparametern, statistisch wechselnd, am oberen und unteren Teil des Diffusors auf, wechselt aber während eines Versuchs nicht die Seite. Eine genauere Untersuchung wäre nur durch aufwändige Versuchsanordnungen, beispielsweise mit *Particle Image Velocimetry*, möglich. Verwendet man für die Auswertung nur die nichtabgelöste Seite, so ändern sich zwar die Absolutwerte der Größe der Kavitationszonen, nicht jedoch der Steilanstieg durch die Versperrungswirkung. Aufgrund der aufgeprägten Symmetriebedingung kann die CFD-Berechnung dieses Verhalten zwar nicht abbilden, im Bereich der REYNOLDSzahlen mit symmetrischen

Kavitationszonen zeigt sich jedoch sehr gute Übereinstimmungen des Steilanstiegs mit den experimentellen Ergebnissen unter Verwendung des effektiven Zerreißdrucks.

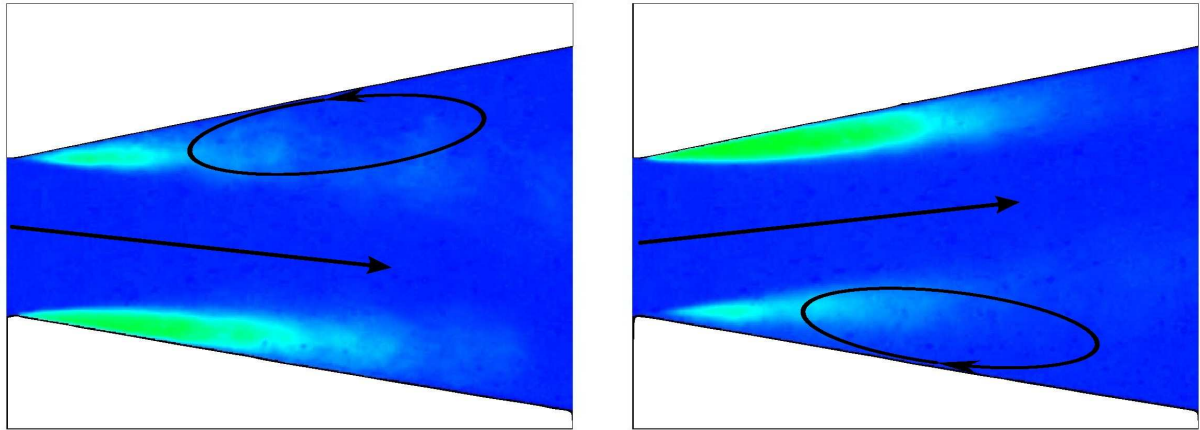


Abb. 5.13: Zufällig auftretende einseitige Strömungsablösung bei REYNOLDSzahlen im Bereich unter 7 000 am Beispiel der Versuche mit Silikonöl

Die Anwendung effektiver Zerreißdrücke führt zusammenfassend zu einer deutlichen Verbesserung der Vergleichbarkeit unterschiedlicher Flüssigkeiten und Gasgehalte durch die Kavitationszahl σ und somit besserer Berechenbarkeit mit CFD, wohingegen strömungsmechanische Einflüsse aufgrund von Turbulenz/Trägheitseffekten naturgemäß Aufgabe der Turbulenzmodellierung bleiben (siehe dazu auch Abschnitt 5.4.3 und Anhang A).

5.3. Pumpe bei erhöhter Temperatur

Zur experimentellen Untersuchung des Einflusses der Temperatur, speziell des thermodynamischen Effekts, wurden Abreißversuche an einer Heizungsumwälzpumpe in Wasser bei Temperaturen bis 100°C und drei verschiedenen Betriebspunkten durchgeführt.

5.3.1. Versuchsaufbau

Der Prüfstand ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Zu erkennen ist der charakteristische Aufbau eines Pumpenprüfstands mit Druckmessstellen vor und nach der Versuchspumpe, einer Drossel und einer Boosterpumpe zur Erweiterung des Volumenstrombereichs und als Besonderheit, einem elektrisch beheizbaren Beruhigungsverbehälter.

Die Messung des Volumenstroms erfolgt mittels eines magnetisch induktiven Durchflussmessers. Als Versuchsträger wurde der Prototyp einer Heizungsumwälzpumpe mit Spaltrohrantrieb der Firma Wilo eingesetzt (Gehäusevariante „PG304“). Bei einer Drehzahl von $2445 \frac{1}{\text{min}}$ beträgt der Nennvolumenstrom $2,5 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ und die zugehörige Förderhöhe 3 m.

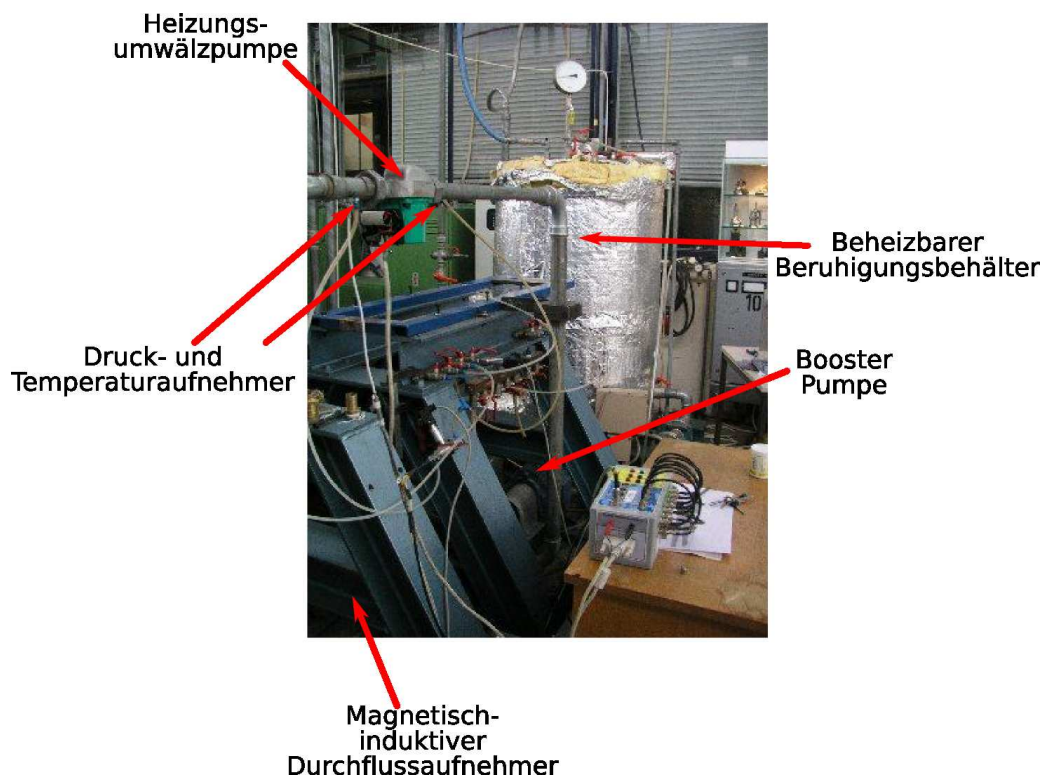


Abb. 5.14: Versuchsaufbau zur Messung von Abreißkurven bei erhöhter Temperatur

Beim jeweiligen Betriebspunkt wird durch Absenkung des statischen Druckniveaus in der Anlage der Minimaldruck an der Pumpenschaufel soweit abgesenkt, bis es aufgrund von Kavitation zu einem dreiprozentigen Abfall der Förderhöhe kommt. Der zugehörige *NPSH*-Wert wird mit „3 %“ indiziert. Zu jedem Betriebspunkt wurden jeweils drei dieser Abreißkurven gemessen und deren Mittelwert ausgewertet.

5.3.2. CFD-Modellierung

Für die CFD-Berechnungen wurde ein strukturiertes Netz mit ca. 125 000 Knoten verwendet, welches auch den Radseitenraum abdeckt. Als Turbulenzmodell kam

das Standard- $k\varepsilon$ -Modell mit Realizability-Bedingung zum Einsatz. Die Rotor-Stator-Wechselwirkung wurde mit der *Frozen-Rotor*-Methode mit jeweils vier Laufradstellungen berücksichtigt. Details zur Vernetzung sowie der Berechnung weiterer Kenndaten wie Förderhöhe und Wirkungsgrad sind bei BOGNER[6] zu finden.

5.3.3. Ergebnisse

In Abbildung 5.15 sind für den Auslegungspunkt ($q=1,0$) und zwei weitere Betriebspunkte in Teil- und Überlast ($q=0,8$, $q=1,2$) der Abfall der $NPSH_{3\%}$ -Werte, ausgehend von Umgebungstemperatur, für folgende Fälle dargestellt:

- Verläufe aus den Abreißversuchen
- aus dem erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modell berechneter Verlauf
- mit der Zerreißapparatur bestimmter Wert
- mit dem CFD-Modell, unter Verwendung der effektiven Zerreißdrücke aus der Zerreißapparatur, berechnete Werte (nur für den Auslegungspunkt)

Bei Betrachtung der an der Versuchspumpe gemessenen Werte³ fällt auf, dass das Absinken von $NPSH_{3\%}$ im Fall des Überlastbetriebspunkts deutlich weniger ausgeprägt ausfällt als im Auslegungs- und Teillastpunkt. Auch der aus dem erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modell zu erwartende Steilabfall ist in allen Fällen in diesem Temperaturbereich nicht zu erkennen. Dies ist möglicherweise auf die Versuchsreihenfolge zurückzuführen. Zunächst wurden die Versuche bei Umgebungstemperatur durchgeführt und anschließend die Versuche bei 100°C und 85°C, jeweils in Richtung sinkenden Volumenstroms. Es fällt auf, dass die bei jeder Temperatur zuletzt gemessenen Werte die niedrigsten $NPSH_{3\%}$ -Werte aufweisen. Mit steigender Temperatur sinkt das Gaslösevermögen ab, und es ist aufgrund von Diffusion zunächst ein größerer freier Gasanteil zu erwarten, dessen Einfluss tendenziell die Ergebnisse in Richtung höherer $NPSH_{3\%}$ -Werte verschiebt. Mit zunehmender Zeit sammelt sich das freie Gas an der Oberfläche des Beruhigungsbehälters, und die $NPSH_{3\%}$ -Werte sinken.

Alle gemessenen Kurvenverläufe liegen unter den Ergebnissen des Modells, außer im ersten gemessenen Punkt in Überlast bei 100°C, in dem die Vorhersage des Modells sehr gut zutrifft. Dieses Verhalten ist sehr wahrscheinlich auf den Ansatz des

³ Der besseren Darstellbarkeit wegen sind die Messpunkte mit Linien verbunden. Es ist jedoch *nicht* notwendigerweise mit einem linearen Verlauf zu rechnen.

proportional zum Gaslösevermögen verwendeten freien Gasgehalts zurückzuführen und könnte durch die zusätzliche Berücksichtigung von Diffusion verbessert werden. Die Verwendung des bestehenden Modells führt offensichtlich im Bereich bis 100°C zu konservativen Ergebnissen.

Die aus Abbildung 1.1 entnommenen Empfehlungen des *Hydraulic Institute* zur Berücksichtigung erhöhter Temperaturen liegen deutlich über den gemessenen und bei 100°C auch über den Ergebnissen des erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modells.

Die Verwendung des in der Zerreißapparatur bestimmten effektiven Zerreißdrucks (mit einem „+“ markiert), welcher aufgrund mangelnder Messergebnisse über die Temperatur linear extrapoliert wurde, führt bei Einsatz in der CFD-Berechnung zu einer sehr guten Voraussage von $NPSH_{3\%}$ im Nennbetriebspunkt.

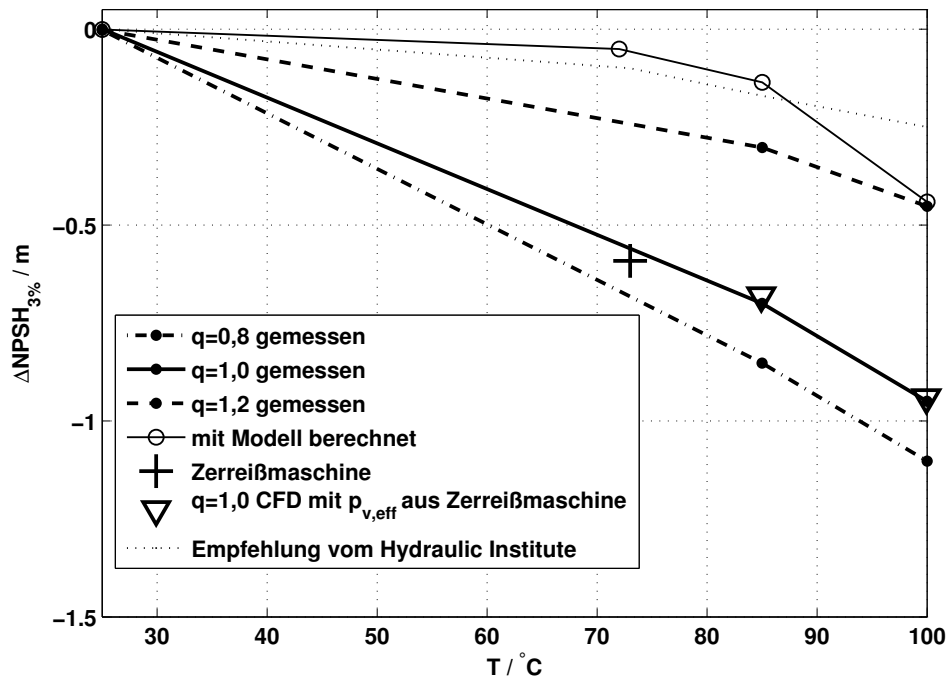
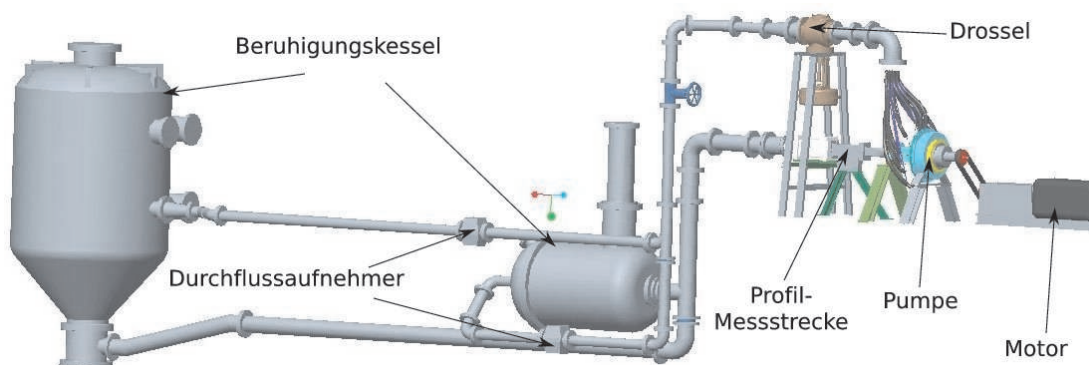


Abb. 5.15: Abfall von $NPSH_{3\%}$ bei verschiedenen Temperaturen

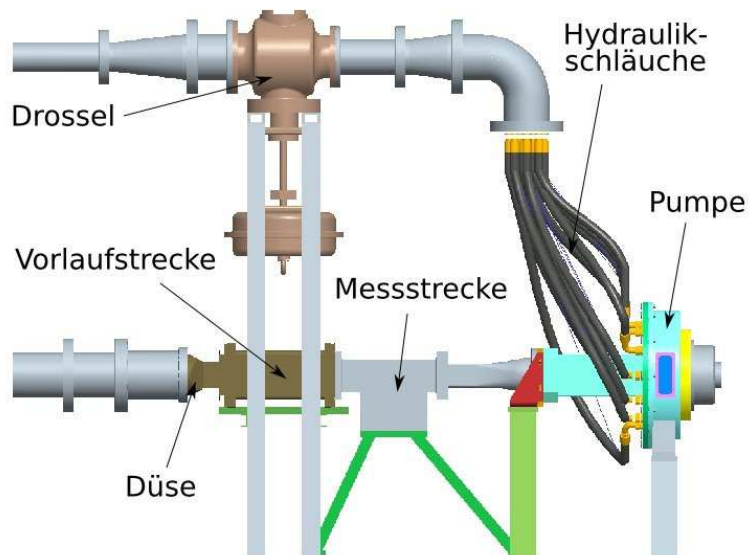
5.4. Wasser und Glykol an einem umströmten Profil und in einer Radialpumpe

5.4.1. Versuchsaufbau

Für die Untersuchungen wurde der in Abbildung 5.16a dargestellte Pumpenprüfstand genutzt, der aus zwei parallelen Kreisläufen besteht. Der ursprüngliche, „große“ Kreislauf mit einem Gesamtvolumen von etwa 8 m^3 wurde mit Wasser betrieben, und der zweite „kleine“ Kreislauf konnte mit einer deutlich kleineren Menge von $2,5 \text{ m}^3$ Glykol befüllt werden.



(a) Gesamtansicht



(b) Profilmessstrecke und Versuchspumpe

Abb. 5.16: CAD-Modell des Versuchsaufbaus

Als Versuchsobjekte dienten zum einen die Pumpe selbst, zum anderen ein Strömungskanal, in dem Untersuchungen zur Kavitation an Einzelprofilen durchgeführt wurden (Abbildung 5.16b). Um eine störungsfreie Anströmung der Pumpe bei der Untersuchung ebendieser zu gewährleisten, wurde der Kanalprüfstand so in die Anlage integriert, dass er leicht entfernt und durch Rohrleitungen ersetzt werden konnte.

Die Anlage ist außer den üblichen Druckaufnehmern auf Saug- und Druckseite mit folgender Messtechnik ausgestattet: Beide Kreisläufe verfügen über eigene Durchflusssaufnehmer und im Falle des kleinen Kreislaufs über einen speziellen, für Flüssigkeiten mit niedriger Leitfähigkeit geeigneten, magnetisch-induktiven Durchflusssaufnehmer. Zur Visualisierung der Kavitation standen zwei digitale Kamerasysteme zur Verfügung, so dass parallel zu den mit Particle-Image-Velocimetry-System (PIV) bestimmten Geschwindigkeitsfeldern Aufnahmen der Kavitationszone aufgezeichnet werden konnten.

Kreiselpumpe „n_s26“

In Abbildung 5.17 ist die Versuchspumpe dargestellt. Das von der Firma *Allweiler* entworfene CNC-gefräste Laufrad entspricht dem Stand der Technik zur Erzielung eines guten Kavitationsverhaltens und sitzt in einem Ringgehäuse mit zwölf, am Umfang verteilten Austrittsstutzen, um eine symmetrische, rückwirkungsfreie Laufradabströmung zu gewährleisten und somit auch die CFD-Berechnung zu vereinfachen.

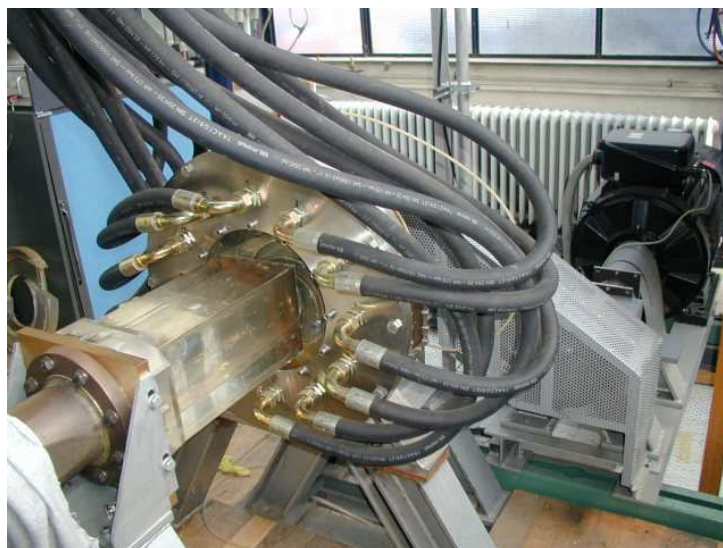


Abb. 5.17: Foto der Versuchspumpe

Die Kreiselpumpe (Abbildung 5.17) weist eine spezifische Drehzahl von $n_s=26 \frac{1}{\text{min}}$, eine Nennförderhöhe von 28 m und einen Nennvolumenstrom von $125 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ bei einer Drehzahl von $1750 \frac{1}{\text{min}}$ auf. Die Leistungsaufnahme der Pumpe in diesem Betriebspunkt beträgt etwa 13 kW. Diese wird über eine frequenzumrichter gespeiste Asynchronmaschine mit 90 kW bereitgestellt. Der überdimensionierte Antrieb birgt den Vorteil einer hohen Schwungmasse und sehr kleinen Schlupfs, was zu einer sehr steifen Antriebscharakteristik führt.

Profilmessstrecke

Abbildung 5.18 und 5.19a zeigen die Messstrecke mit eingebautem Profil. Die von zwei Seiten gegebene optische Zugänglichkeit ermöglicht Untersuchungen mit digitaler Bildfassung sowie Messungen mit Particle-Image-Velocimetry (PIV). Stromauf der eigentlichen Messstrecke ist eine Düse mit Übergang vom Rohrquerschnitt (200 mm) auf eine vorgeschaltete Plexiglas-Sichtstrecke mit gleichem Querschnitt wie die Messstrecke (100 mm x 50 mm) angeordnet (siehe auch Abbildung 5.16b). Diese Sichtstrecke aus Plexiglas gewährleistet durch ihre Länge ein ausgebildetes Geschwindigkeitsprofil am Einlauf der Messstrecke und ermöglicht eine subjektive Einschätzung der Beladung der Versuchsflüssigkeit mit freien Gasblasen.

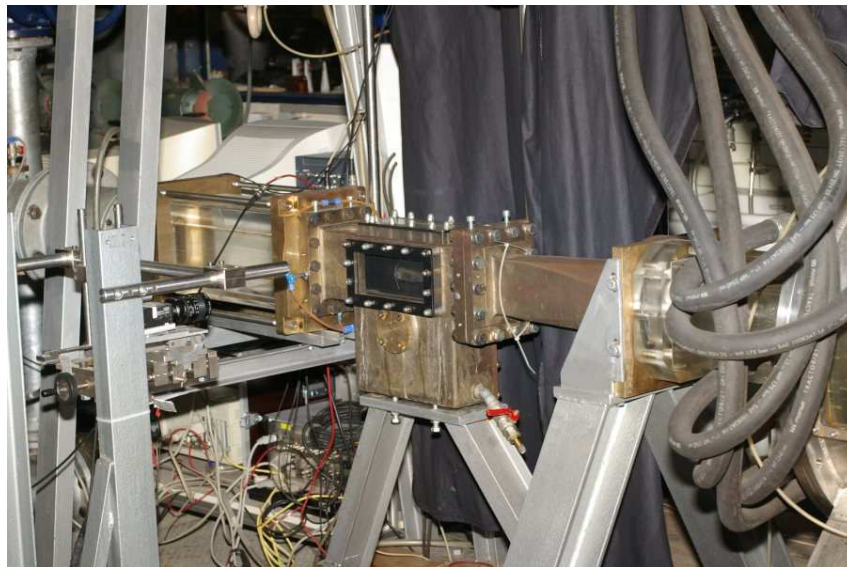


Abb. 5.18: Gesamte Profilmessstrecke

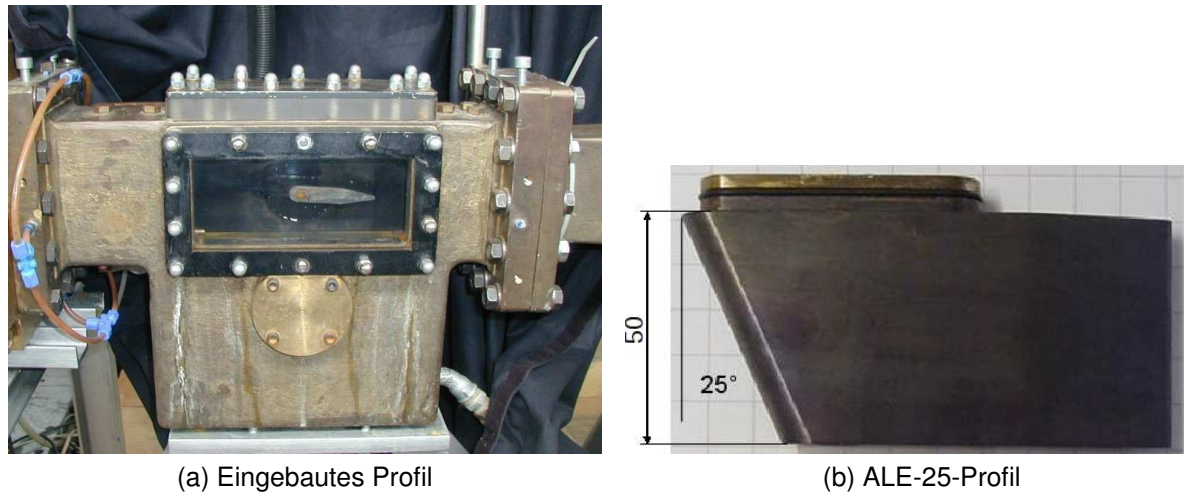


Abb. 5.19: Messstrecke mit Profil

Bei dem untersuchten Profil handelt es sich um ein 5° angestelltes, 10 mm dickes Einzelprofil mit halbrunder, 25° gepfeilter Vorderkante (Abbildung 5.19b). Die Pfeilung dient der Erzeugung eines dreidimensionalen Charakters der kavitierenden Strömung analog zur Anströmung einer Pumpenschaufel [13][14].

Die Kavitationszahl wird mit der mittleren Geschwindigkeit und dem statischen Druck 220 mm stromaufwärts der Profilvorderkante gebildet. Mittels einer CCD-Kamera und eines zeitgleich auslösenden Stroboskops können analog zu Abschnitt 5.2.1 Helligkeitsaufnahmen der Kavitationszone am Profil aufgenommen und wie in Abbildung 5.20 ausgewertet werden. Pro Betriebspunkt werden 100 Aufnahmen erzeugt, aufsummiert und der Mittelwert gebildet. Die Größe der Kavitationszone wird wiederum über einen Schwellwert bestimmt, dargestellt als schwarze Begrenzungslinie. Die Vorderkante des Profils ist durch ihre Reflexion zu erkennen.

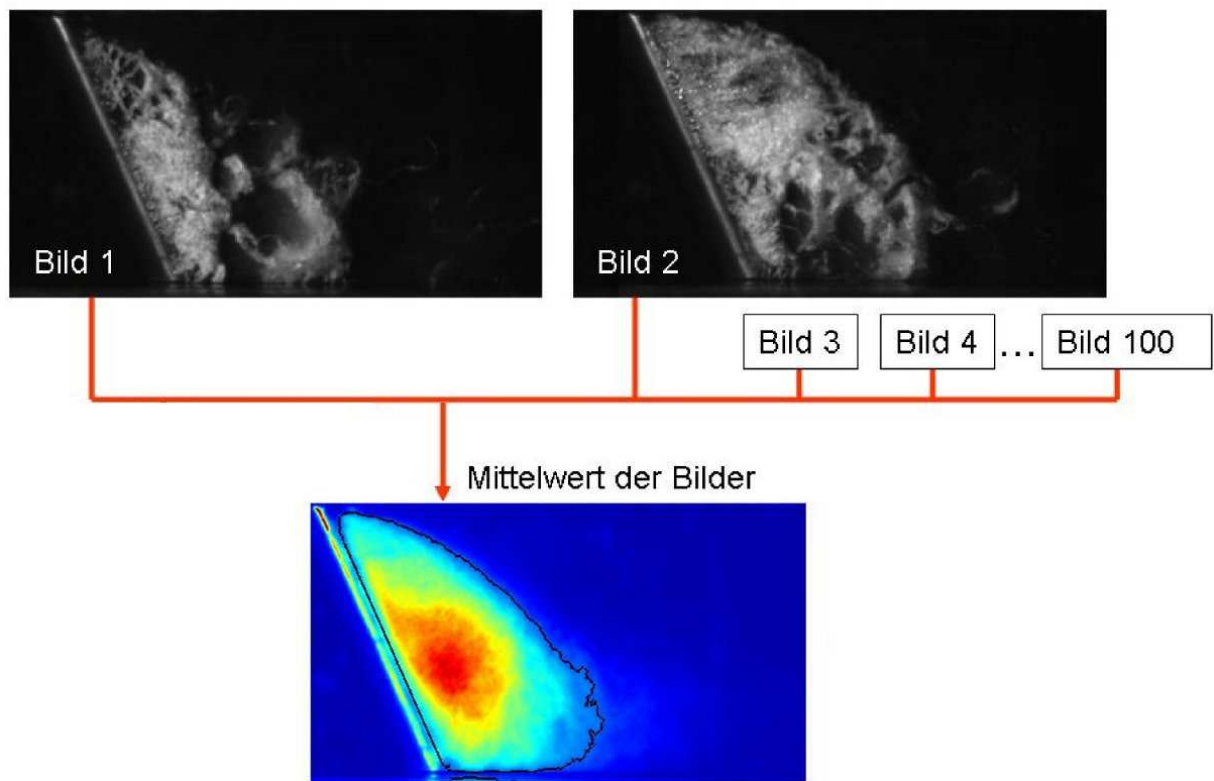


Abb. 5.20: Verarbeitung der Einzelaufnahmen

Zur Untersuchung des Geschwindigkeitsfelds wurde ein spezielles Particle-Image-Velocity-Verfahren (PIV/LIV) angewandt (siehe Abbildung 5.21), das Messungen innerhalb des stark reflektierenden Kavitationsgebiets ermöglichte. Bei diesem Verfahren werden fluoreszierende Partikel vom Typ Rhodamin-B verwendet, welche Licht mit einem höheren und breitbandigeren Spektrum ($\approx 550 - 650 \text{ nm}$) als die Anregung des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers (532 nm) emittieren. Die Verwendung eines Bandpassfilters mit Durchgangsspektrum der emittierten Wellenlänge der Partikel an der PIV-Kamera ermöglicht nun eine Filterung der reflektierenden Kavitationszone. Diese lässt sich wiederum zeitgleich mit einer zweiten CCD-Kamera ohne Filter visualisieren (siehe Beispiel in Abbildung 5.22 und BACHERT [3]). Es wurden jeweils eine Ebene in der Mitte des Kanals und 5 mm vor dem Kanalrand und durch Vertauschen der Position von Kamera und Laserschnitt eine parallele Ebene zum Profil, 5 mm über diesem, vermessen.

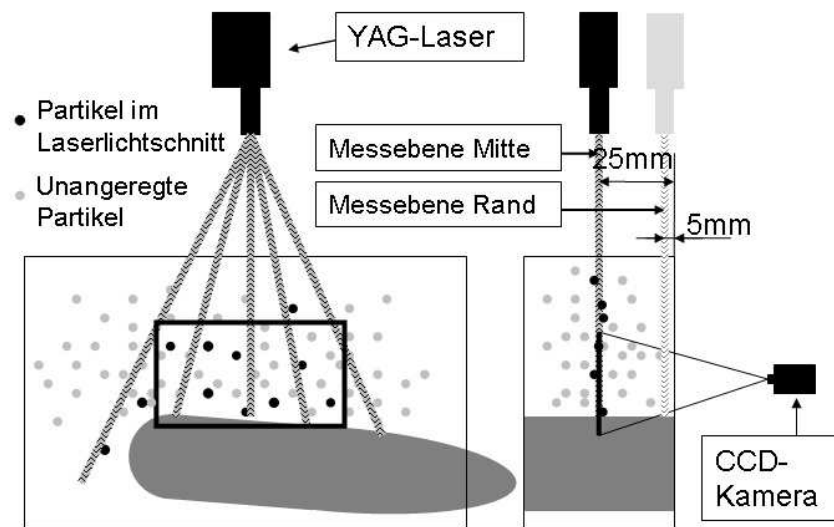
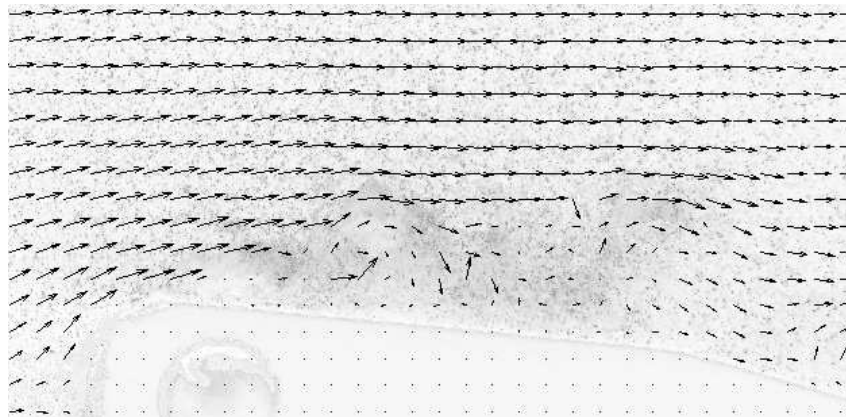


Abb. 5.21: Anordnung der PIV-Messtechnik

Abb. 5.22: Exemplarische Momentaufnahme der Kavitationszone in Wasser bei $\sigma=2,0$

5.4.2. CFD-Modellierung

Die CFD-Berechnung der Radialpumpe und des gepfeilten Profils wurde für Wasser schon im Rahmen der Kalibrierung des Kavitationsmodells am Lehrstuhl für Fluidmechanik der TU-München von FROBENIUS[17] durchgeführt und führte naturgemäß zu sehr guten Übereinstimmungen. Die Berechnungen mit Glykol in der Pumpe wurden durch BOGNER[5] ebenfalls in München unternommen. Bei der Verwendung von Glykol als Medium wurde aufgrund der um etwa den Faktor 20 höheren Viskosität als Wasser und der sich daraus ergebenden großen Grenzschichtdicke ein Low-Reynolds-Modell zur Wandbehandlung verwendet. Als Turbulenzmodell wurde ein nichtlineares LCL-

Modell mit Realizability-Erweiterung eingesetzt. Aufgrund der symmetrischen Abströmung konnte ein einzelner Schaufelkanal ohne Wechselwirkung mit einer Nachleiteinrichtung berechnet werden. Dieser Schaufelkanal wurde mitsamt dem Radseitenraum mit ca. 250 000 Zellen strukturiert vernetzt. Weitere Details zu diesen Berechnungen finden sich wiederum bei BOGNER[5].

5.4.3. Ergebnisse am umströmten Profil

Wechselwirkung zwischen Kavitation und Ablösung

Schon bei der subjektiven Betrachtung von Einzelaufnahmen des Kavitationsgebiets in Wasser und Glykol zeigen sich deutliche Unterschiede, wie in Abbildung 5.23. Die Kavitationszone in Glykol wirkt inhomogener als in Wasser, und das Kavitationsgebiet beginnt weiter stromab. Weiterhin ergibt sich wegen der größeren Viskosität und höheren Dämpfung aufgrund des höheren Gasgehalts in Glykol ein deutlich niedrigerer subjektiver Schallpegel. Dies deutet zum einen, wie aus den Ergebnissen in Abbildung 4.13 zu erwarten, auf Pseudokavitation hin, da der effektive Zerreißdruck deutlich höher als der Dampfdruck liegt. Zum anderen scheint eine laminare Ablöseblase die Kavitationszone stromab zu verschieben. Die mit dem hydraulischen Durchmesser des Kanals gebildete REYNOLDSzahl liegt für die untersuchte Geschwindigkeit von $8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Wasser bei $5,2 \cdot 10^5$ und in Glykol bei nur noch $2,7 \cdot 10^4$.

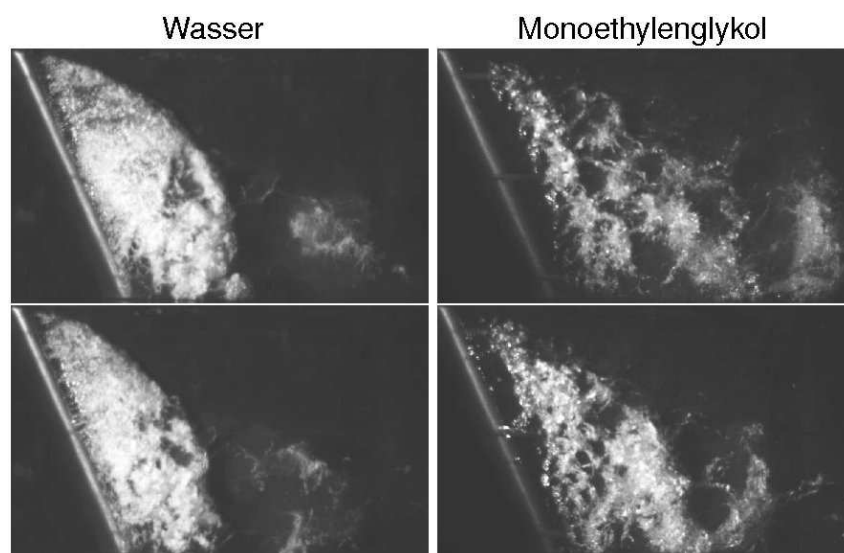


Abb. 5.23: Exemplarische Einzelaufnahmen der Kavitationszonen in Wasser und Glykol bei $\sigma=2,0$ und $u_\infty=8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

In Abbildung 5.24 und 5.25 sind zur weiteren Analyse der Wechselwirkung zwischen Kavitation und Strömungsmechanik die mit PIV gemessenen Nullstromlinien⁴ in Kanalmitte und am vorderen Kanalrand („kurze“ Seite des Profils) bei verschiedenen Kavitationszuständen dargestellt.

Zunächst zeigt sich, dass in der Kanalmitte (Abbildung 5.24) ohne Kavitation keine Ablösung erkennbar ist und sich für beide untersuchten Flüssigkeiten mit sinkender Kavitationszahl eine wachsende Ablösung einstellt. Im Falle von Glykol ist auch hier die Verschiebung stromab zu Wasser zu erkennen. Weiterhin legt sich die Strömung in Glykol trotz positivem Druckgradienten wieder an, was die Hypothese der laminaren Ablösung mit Umschlag ins Turbulente in der Kavitationszone bestätigt.

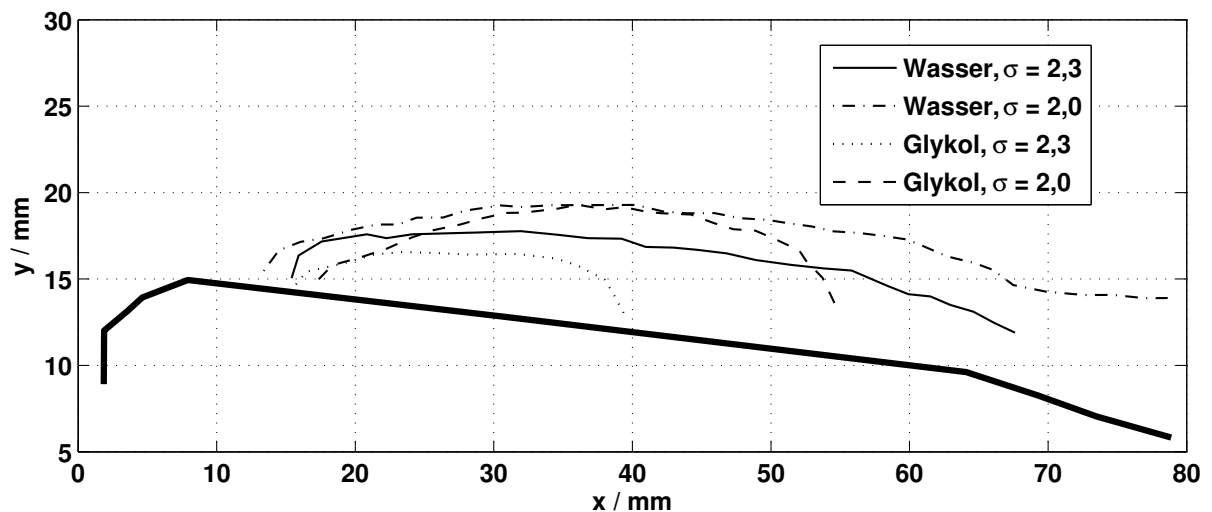


Abb. 5.24: Einfluss der Flüssigkeit und der Kavitation auf die Größe der Ablösezone in der Kanalmitte

Am vorderen Kanalrand (Abbildung 5.25) ist in Glykol schon ohne Kavitation eine massive Ablösezone vorhanden, die mit sinkender Kavitationszahl nur noch unwesentlich anwächst. In Wasser hingegen ist, bis auf ein kleines Ablösegebiet am abknickenden Profilende, die Ablösung erst im kavitierenden Zustand vorhanden und ändert auch hier ihre Größe nur noch minimal. Die Ablösung in Glykol ist wahrscheinlich auf den Einfluss der Wand zurückzuführen, da PIV-Messungen der ungestörten Strömung (Abbildung A.1) aufgrund der niedrigeren REYNOLDSzahl ein deutlich parabelförmigeres Geschwindigkeitsprofil als in Wasser zeigten.

⁴ Eine Berechnung von Trennstromlinien mittels der Beziehung $\int_{y_{\text{Wand}}}^{y_{\text{Grenz}}} \frac{dx}{dt} dy \stackrel{!}{=} 0$ führte aufgrund des stark dreidimensionalen Charakters der Strömung mit einer großen Komponente in Breitenrichtung und teilweise nicht auswertbaren Vektoren aus der PIV-Messung nicht zu anschaulichen Ergebnissen.

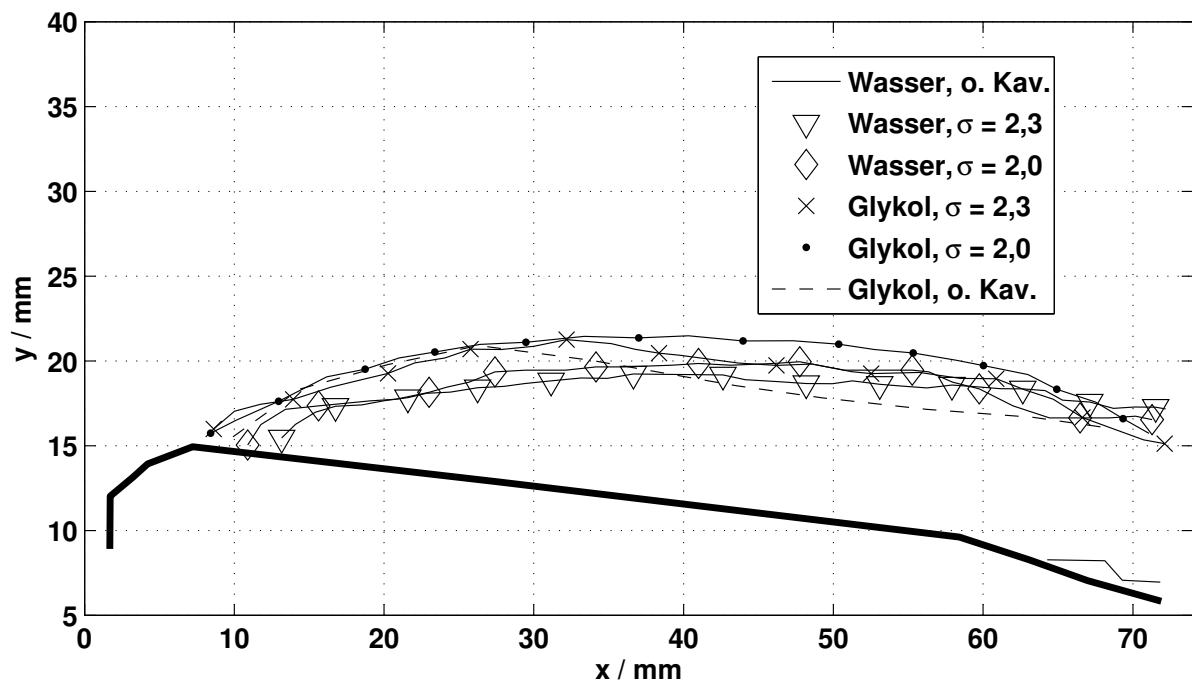


Abb. 5.25: Einfluss der Flüssigkeit und der Kavitation auf die Größe der Ablösezone am vorderen Kanalrand

Größe der Kavitationszone

In Abbildung 5.26 sind die Ergebnisse der auf den Bildausschnitt bezogenen, gemittelten Kavitationsflächen über dem Profil in Wasser und Glykol bei einer mittleren Anströmgeschwindigkeit von $8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und Sättigungsgasgehalt mit und ohne die Korrektur der Kavitationszahl durch den effektiven Zerreißdruck dargestellt.

Im mittleren Bereich liegt die Größe der Kavitationszone mit Glykol deutlich über und bei hohen Kavitationszahlen unter den Werten für Wasser. Extrapoliert man die Werte für Wasser zu höheren Kavitationszahlen, so zeigt sich auch ein späterer Kavitationsbeginn von umgerechnet ca. 0,16 bar in Glykol. Dieses Verhalten lässt sich nur durch das in Abschnitt 5.4.3 untersuchte, grundsätzlich verschiedene Strömungsverhalten beim Einsatz von Glykol, erklären.

Bei niedrigen Kavitationszahlen und großen Kavitationszonen verhält sich die Glykolströmung, wie auch in Abbildung 5.24 und 5.25 zu erkennen, ähnlich zu der Strömung in Wasser. In diesem Bereich führt die Korrektur mit dem effektiven Zerreißdruck zu einer deutlichen Verbesserung.

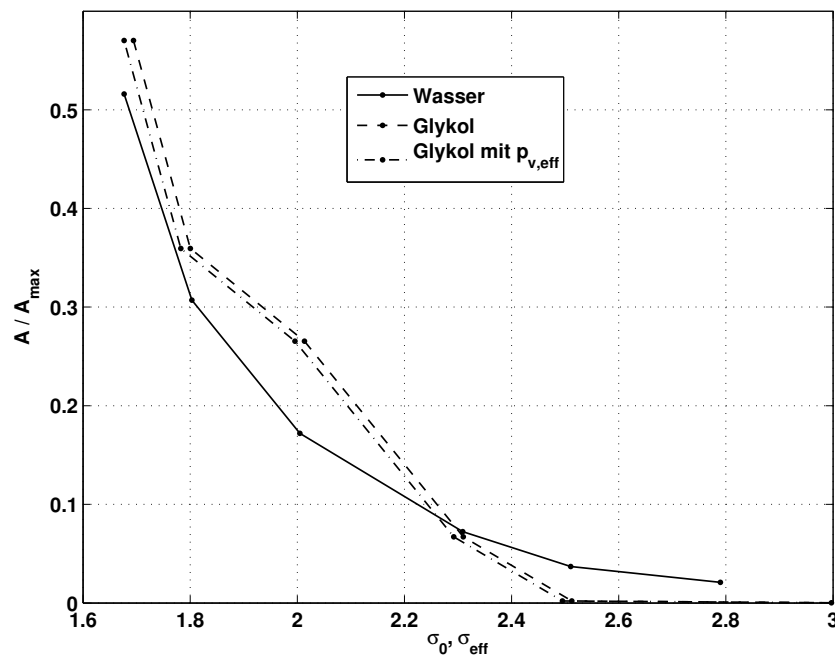


Abb. 5.26: Gemessene Größe der Kavitationszonen von Glykol und Wasser, σ gebildet ohne und mit berechnetem effektivem Zerreißdruck

Numerische Untersuchung der Ablösung ohne Kavitation

Die numerische Berechnung des Profils in Wasser wurde im Rahmen dieser Arbeit *nicht* durchgeführt, da dieses von FROBENIUS[17] und BACHERT[3] zur Kalibrierung des blasendynamischen Kavitationsmodells herangezogen und intensiv untersucht wurde.

Die Behandlung der *kavitationsfreien* Ablösung in Glykol zeigte sich als problematisch und konnte nur durch ein aufwändiges Turbulenzmodell mit variablen Zeitskalen berechnet werden. Details zu diesem Modell und weitere experimentelle und numerische Untersuchungen sind im Anhang A zu finden.

5.4.4. Ergebnisse an der Pumpe

Der Vergleich der Abreißversuche an der Versuchspumpe mit den CFD-Berechnungen, unter Verwendung des effektiven Zerreißdrucks, ist in Abbildung 5.27 dargestellt. Die strichpunktierte Linie stellt eine Subtraktion der effektiven Zerreißdruckdifferenz zwischen Wasser und Glykol von den Messergebnissen mit Wasser dar. Dieser Verlauf

wäre zu erwarten, wenn sich die Strömungsmechanik von Wasser und Glykol ähnlich verhalten würde. Der gemessene Verlauf von Glykol zeigt jedoch im Überlastbereich ($\dot{V} > \dot{V}_{opt}=125 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$) niedrigere und im Teillastbereich höhere $NPSH_{3\%}$ -Werte.

Die CFD-Berechnungen unter Verwendung des effektiven Zerreißdrucks, unter Einfluss der kleineren REYNOLDSzahl, können dieses Verhalten sehr gut abbilden. Hier zeigt sich ebenfalls, dass die Verwendung effektiver Zerreißdrücke in Kombination mit einer genügenden Güte der Turbulenzmodellierung zu einer korrekten Voraussage führen.

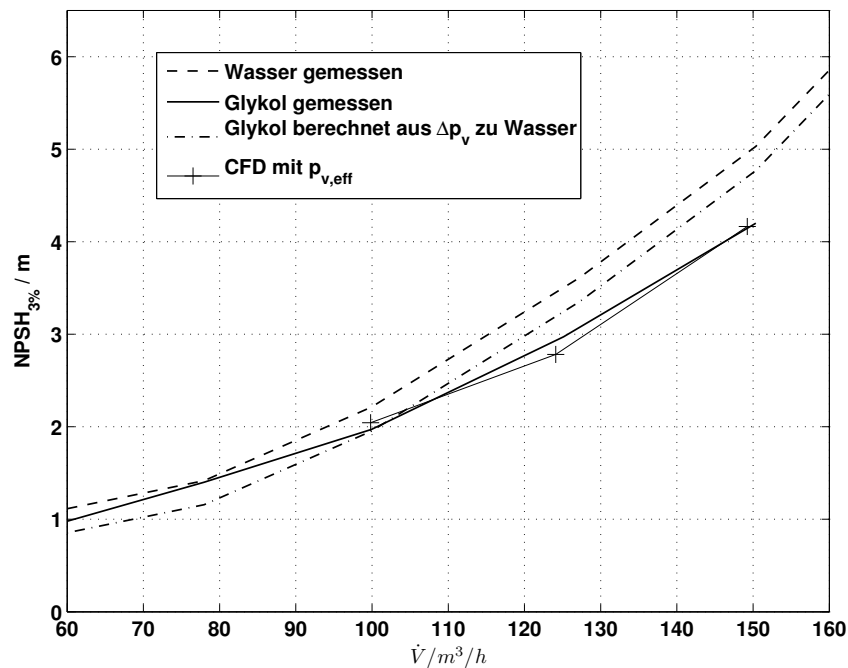


Abb. 5.27: Vergleich von $NPSH_{3\%}$ -Verläufen in Wasser und Glykol

5.5. Fazit

Zur Untersuchung der Einsatzmöglichkeit effektiver Zerreißdrücke in kavitierenden *Strömungen* wurden Messungen an vier verschiedenen Versuchsobjekten durchgeführt und diese mit dem CFD-Modell numerisch berechnet.

Zunächst wurde in einer kavitierenden Düsenkontur das Verhalten der bereits in der Zerreißmaschine untersuchten Flüssigkeiten bei verschiedenen Gasgehalten analysiert. Durch Bildung der Kavitationszahl mit den effektiven Zerreißdrücken konnten die Verläufe der Größen der Kavitationszonen auf zwei Kurvenscharen reduziert wer-

den. Der Steilanstieg der Kurvenschar mit REYNOLDSzahlen über 7 000 konnte mit der CFD-Berechnung sehr gut vorausgesagt werden. Die Flüssigkeiten der zweiten Kurvenschar zeigten aufgrund von strömungsmechanischen Effekten ein unsymmetrisches Ablöseverhalten, welches von der Numerik mit aufgeprägter Symmetriebedingung nicht berechnet werden konnte. Unter der Voraussetzung, dass die Modellierung der Strömungsmechanik das Verhalten einer Flüssigkeit nachbilden kann, ist es demnach möglich das Kavitationsverhalten durch Verwendung effektiver Zerreißdrücke von Wasser auf andere Flüssigkeiten und Gasgehalte zu übertragen.

Zur Untersuchung des Verhaltens von Wasser bei erhöhter Temperatur wurden Abreißversuche an einer Heizungsumwälzpumpe bei Temperaturen bis 100°C unternommen. Der Einsatz berechneter effektiver Zerreißdrücke führte hier zu einer etwas weniger konservativen Voraussage als die Empfehlungen des *Hydraulic Institute*. Die CFD-Berechnung, unter Verwendung der in der Zerreißmaschine bestimmten effektiven Zerreißdrücke, zeigt hervorragende Übereinstimmungen mit den Messergebnissen.

In Wasser und Glykol wurden Kavitationsmessungen an einem Strömungsprofil und einer Radialpumpe unternommen. Die Untersuchungen am Profil führten bei der Verwendung von Glykol zu einem vollständig von Wasser verschiedenen Strömungsverhalten ohne Kavitation, bei stärkerer Kavitation jedoch zu ähnlichem Verhalten. Das Abreißverhalten der Radialpumpe konnte durch Einsatz effektiver Zerreißdrücke mit der CFD sehr gut vorausgesagt werden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Durch die Kombination moderner, leistungsfähiger Rechner mit stabiler Turbulenz- und Kavitationsmodellierung hat sich die numerische Strömungssimulation zu einem Standardwerkzeug bei der Auslegung und Optimierung von Kreiselpumpen entwickelt. Ihr Einsatz kann die Zahl von Versuchen deutlich reduzieren und ermöglicht detaillierte Untersuchungen der Strömungsmechanik und des Kavitationsverhaltens. Aus Gründen des numerischen Aufwands und der Stabilität handelt es sich bei den eingesetzten Kavitationsmodellen meist um barotrope oder blasendynamische Ansätze, welche durch Kalibrierung das Kavitationsverhalten von *kaltem Wasser* sehr gut voraussagen, jedoch aufgrund ihres einfachen Aufbaus keine Einflüsse von erhöhten Gasgehalten oder veränderten Stoffdaten berücksichtigen können. Diese Einflüsse spielen jedoch in vielen Anwendungen sowohl in Wasser bei erhöhten Gasgehalten oder Temperaturen als auch bei anderen Flüssigkeiten eine entscheidende Rolle.

Die experimentelle Untersuchung anderer Flüssigkeiten als Wasser in Pumpenprüfständen gestaltet sich oft als sehr aufwändig. Aus diesem Grund wird bei Kreiselpumpen in der Regel das in Wasser gemessene Kavitationsverhalten, durch Zugabe oder Abzug von Erfahrungswerten, auf andere Flüssigkeiten, Gasgehalte oder Temperaturen, übertragen. Diese oft uneinheitlichen Verfahren führen entweder zu unnötigen Sicherheitsmargen oder im schlimmsten Fall zu erhöhter Kavitation und den damit verbundenen negativen Auswirkungen.

Das Ziel dieser Arbeit bestand in der Entwicklung einer Methodik zur Einbeziehung von Effekten, die mit den bestehenden Kavitationsmodellen in der CFD nicht berücksichtigt werden können.

Zur Untersuchung des Einflusses von Trägheit, Oberflächenspannung, Reibung sowie nichtkondensierbarer Gase und des thermodynamischen Effekts wurde ein eindimensionales Simulationsmodell einer erweiterten Form der RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung erstellt. Durch zusätzliche Implementierung des blasendynamischen Modells aus dem hier untersuchten CFD-Löser *NS3D* konnte ein Vergleich der beiden Modelle erfolgen. Dieser führte zu der Erkenntnis, dass das blasendynamische Modell praktisch

bei Erreichen des Dampfdrucks die Dampfvolumenta bildet, wohingegen das erweiterte RAYLEIGH-PLESSET-Modell Verläufe liefert, die abhängig von den berücksichtigten Einflüssen sind.

Durch die Einführung *effektiver Zerreißdrücke* wurde die Übertragung der Simulationsergebnisse für unterschiedliche Stoffdaten auf das Kavitationsverhalten von *kaltem* Wasser ermöglicht und dadurch eine Eingriffsmöglichkeit über den Dampfdruck des bestehenden Kavitationsmodells in der CFD zur Berücksichtigung zusätzlicher Effekte geschaffen. Der Vorteil dieser Methodik liegt darin, dass die numerische Stabilität und der Rechenaufwand nicht beeinflusst werden.

Zur Minimierung des Einflusses von Diffusionseffekten erfolgte die Definition des effektiven Zerreißdrucks über den Druck bei Erreichen eines Grenzwerts der *Volumenzuwachsrates* unter Aufprägung eines linearen Druckabfalls. Der Grenzwert der Volumenzuwachsrates bestimmt sich aus dem Schnittpunkt des mit dem eindimensionalen Modell berechneten Verlaufs mit dem im CFD-Modell verwendeten Dampfdruck für kaltes Wasser.

Mithilfe der eindimensionalen Simulation ließ sich der Einfluss von Stoffwerten auf die effektiven Zerreißdrücke und der Einfluss der einzelnen Terme des erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Modells unabhängig voneinander untersuchen. Die Einflüsse der Oberflächenspannung, der Viskosität sowie des thermodynamischen Effekts zeigten mit steigenden Werten, wie zu erwarten, einen Abfall und der Gasgehalt einen Anstieg der effektiven Zerreißdrücke. Die aufgrund erhöhter Temperatur ansteigenden Dampfdrücke führten bereits ohne Einbeziehung des thermodynamischen Effekts zu einem Absinken des effektiven Zerreißdrucks. Dieser Effekt konnte auf einen erhöhten Einfluss des Kapillardrucks bei höheren Drücken und somit kleineren Keimradien zurückgeführt werden.

Der Versuchsaufbau einer *Zerreißapparatur* stellte die experimentelle Validierungsgrundlage für die im eindimensionalen Modell bestimmten Werte für fünf ausgewählte Flüssigkeiten bei verschiedenen Gasgehalten dar. Die Untersuchungen zeigten, dass die berechneten effektiven Zerreißdrücke eine obere Grenze der gemessenen Werte bilden und somit, im Gegensatz zur Verwendung des nominellen Dampfdrucks, zu einer *konservativen* Berechnungsgrundlage führen. Im Fall von Glykol zeigte sich durch dessen stark hydrophilen Charakter eine Verschiebung der effektiven Zerreißdrücke in Richtung der Werte von Wasser.

Die Übertragung der statischen Ergebnisse auf kavitierende *Strömungen* erfolgte durch experimentelle und numerische Untersuchungen an einer Düse, einem Strö-

mungsprofil und zwei Kreispumpen. Es konnte gezeigt werden, dass der Einsatz der effektiven Zerreißdrücke in allen untersuchten Fällen zu einer deutlich verbesserten Voraussagbarkeit bezüglich der Kavitationsmodellierung führt. Jedoch zeigte sich auch, dass, speziell bei der Verwendung höherviskoser Flüssigkeiten, eine hochwertige Turbulenzmodellierung vorausgesetzt werden muss.

Zusammenfassend wurde im Rahmen dieser Arbeit eine geschlossene Methodik entwickelt und mittels statischer und dynamischer Experimente validiert, welche erstmalig durch den Einsatz von zu diesem Zweck eingeführten effektiven Zerreißdrücken bei geeigneter Turbulenzmodellierung die Möglichkeit der Voraussage von Effekten bereitstellt, die mit gängigen Kavitationsmodellen in der CFD bisher nicht berücksichtigt werden konnten. Somit kann das in *NS3D* verwendete blasendynamische Modell nun zur Berechnung anderer Flüssigkeiten, erhöhter Gasgehalte sowie des thermodynamischen Effekts eingesetzt werden.

Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit, bieten sich mehrere weiterführende Möglichkeiten:

- Da sich die bestehenden Untersuchungen auf Flüssigkeiten beschränkten, deren thermodynamischer Zustand relativ weit vom kritischen Punkt entfernt ist, ist eine Berechnung und Validierung von Flüssigkeiten, die sich schon bei Raumtemperatur näher am kritischen Punkt befinden, anzustreben. Hier bietet sich der Einsatz von relativ einfach handhabbaren Kältemitteln an.
- Der in Abschnitt 2.1.2 erwähnte Geschwindigkeitseinfluss auf die Kavitation kann zwar teilweise durch die Strömungsmechanik in der CFD abgebildet werden, jedoch könnte mithilfe des im Anhang C erläuterten Ansatzes eine Untersuchung unter Verwendung des eindimensionalen Modells oder der Zerreißapparatur erfolgen.
- Die Implementierung eines der CFD-Simulation vorgeschalteten Modells der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung könnte den Einsatz des effektiven Zerreißdrucks erleichtern.
- Durch eine analoge Vorgehensweise mit der Erweiterung des eindimensionalen Modells für Diffusion und der Definition „effektiver Diffusionskonstanten“ könnte eine Möglichkeit geschaffen werden, die Vorgeschichte einer Flüssigkeit zu simulieren und damit die schwer experimentell zu bestimmende und für die Kavitation sehr wichtige Einflussgröße des ungelösten Gasgehalts zu bestimmen.

Literaturverzeichnis

- [1] AMROMIN, E.L., KOVINSKAYA, S.I.: *Numerical Analysis of Reynolds Number Effect on Cavitation*, (Sixth International Symposium on Cavitation, CAV 2006), Wageningen, September (2006)
- [2] ALTENHÖFER, P.: *Inbetriebnahme und PIV-Messungen an einem Prüfstand zur Untersuchung des Kavitationsverhaltens von Wasser/Glykolgemischen*, (Studienarbeit), TFA, TU-Darmstadt, (2005)
- [3] BACHERT, R.: *Dreidimensionale, instationäre Effekte kavitierender Strömungen - Analyse an Einzelprofilen und in einer Radialpumpe*, (Dissertation), TFA, TU-Darmstadt, (2004)
- [4] CASEY, M., WINTERGERSTE, T.: *ERCRAFT Best Practice Guidelines for Industrial Computational Fluid Dynamics*, Version 1.0, January (2000)
- [5] BOGNER, M., SCHILLING, R.: *Entwicklung und experimentelle Validierung eines Codes zur numerischen Berechnung kavitierender Strömungen anderer Flüssigkeiten als Wasser in Kreiselpumpen*, (Abschlussbericht zum AiF Forschungsvorhaben Nr. 13759 N/1), FLM, TU-München, Oktober (2006)
- [6] BOGNER, M., SCHILLING, R.: *Kavitierende Strömungen IIa*, (Abschlussbericht zum eigenmittelfinanzierten Forschungsvorhaben), FLM, TU-München, Oktober (2007)
- [7] BRENN, M.: *Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Kavitationsverhalten in anderen Flüssigkeiten als Wasser*, (Diplomarbeit), FST, TU-Darmstadt, (2007)
- [8] BRENNEN, C.E.: *Hydrodynamics of Pumps*, California Institute of Technology, Pasadena, California, Oxford University Press, (1994)
- [9] BRENNEN, C.E.: *Cavitation and Bubble Dynamics*, California Institute of Technology, Pasadena, California, Oxford University Press, (1995)

- [10] BRUNN, B.: *Kavitation und die Zugfestigkeit von Flüssigkeiten*, (Dissertation), TFA, TU-Darmstadt, (2005)
- [11] BRIGGS, J.L.: *Limiting Negative Pressure of Water*, Journal of Applied Physics, No. 21, pp. 721-722 (1950)
- [12] CHALABY, A. A., THEW, M. T.: *Cavitation in a Binary Mixture of Polar Liquids (Water-Antifreeze) in a Small Centrifugal Pump*, University of Southampton (1983)
- [13] DULAR, M., BACHERT, R., SCHAAD, C., STOFFEL, B.: *Investigation of a re-entrant jet reflection at an inclined cavity closure line*, (European Journal of Fluid Mechanics), Vol. 26 (2007)
- [14] DULAR, M., BACHERT, R., STOFFEL, B.: *Experimental and Numerical Investigation of Swept Leading Edge Influence on the Developed Cavitation*, (Sixth International Symposium on Cavitation, CAV 2006) ,Wageningen, September (2006)
- [15] FRANC, J.-P., MICHEL, J.-M., *Fundamentals of Cavitation*, Kluwer, Niederlande, (2004)
- [16] FROBENIUS, M.: *Numerische Simulation kavitierender Strömungen in hydraulischen Strömungsmaschinen* (Dissertation), LFM, TU München, (2004)
- [17] FROBENIUS, M., SCHILLING, R., BACHERT, R., STOFFEL, B., LUDWIG, G.: *Three-Dimensional Unsteady Cavitation Effects on a Single Hydrofoil and in a Radial Pump - Measurements and Numerical Simulations*, (Fifth International Symposium on Cavitation, CAV 2003), Osaka, November (2003)
- [18] GROTE, K.-H., FELDHOUSEN, J.: *Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau*, 19. Auflage, Springer, Berlin, (1997)
- [19] GÜLICH, J.F.: *Kreiselpumpen, Handbuch für Entwicklung, Anlagenbau und Betrieb*, 2. Auflage, Springer, Berlin, (2004)
- [20] GUGAU, M.: *Ein Beitrag zur Validierung der numerischen Berechnung von Kreiselpumpen* (Dissertation), TFA, TU-Darmstadt, (2004)
- [21] GUMMER, J.H., THEW, M. T.: *Venturi Investigations Into Cavitation in Ethylene Glycol/Water Mixtures*, (Second Int. Symposium on Cavitation), Tokyo, (1994)

- [22] HANJALIC, K., LAUNDER, B.E., SCHIESTEL: *Multiple-Time-Scale Concepts in Turbulent Shear Flows*, L.J.S. Bradbury et al. (eds.) (Turbulent Shear Flows, Vol 2, pp. 36-49), Springer Verlag, New York, (1980)
- [23] HELLER, W., *Hydrodynamische Effekte unter besonderer Berücksichtigung der Wasserqualität und ihre Messverfahren*, Habilitationsschrift, Institut für Strömungsmechanik, TU-Dresden, (2005)
- [24] HILGENFELDT, S., BRENNER, M.P., GROSSSMANN, S., LOHSE, D.: *Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles*. (4th European Conference on Turbomachinery), In: *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 365, S. 171 – 204, (1998)
- [25] HORN, M.: *Regelungstechnik. Rechnerunterstützter Entwurf zeitkontinuierlicher und zeitdiskreter Regelkreise*, Pearson Studium, München, (2004)
- [26] Hydraulic Institute: <http://www.pumps.org>, (zuletzt überprüft Mai 2009)
- [27] IDELCHIK, I.E.: *Handbook of Hydraulic Resistance*, Second Edition, Springer, Berlin, (1986)
- [28] Internetquelle Stoffdaten (1): *The International Association for the Properties of Water and Steam*, <http://www.iapws.org>, (zuletzt überprüft Mai 2009)
- [29] Internetquelle Stoffdaten (2): <http://www.hvbg.de/d/bia/gestis/stofffdb/index.html>, (zuletzt überprüft Mai 2009)
- [30] KARASSIK, I.J., MESSINA, J.P., COOPER, P., HEALD, C.C.: *Pump Handbook*, 3rd Edition, p. 2.356 McGraw-Hill, New York, (2001)
- [31] KELLER, A.P.: *Beginnende Kavitation, Zugspannungen in Flüssigkeiten*, TU München, (1982)
- [32] KELLER, A.P.: *New Scaling Laws for Hydrodynamic Cavitation Inception*, (Second International Symposium on Cavitation, CAV 1994), Tokyo, April (1994)
- [33] KIM, S.-W., CHEN, C.-P., *A multiple-time-scale Turbulence Model based on variable Partitioning of the turbulent kinetic Energy Spectrum*, Journal of Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 16, pp. 193-211, (1989)
- [34] LAX, D'ANS.: *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Band 1, Springer, Berlin, (1967)

- [35] LUDWIG, G.: *Unterlagen zur Vorlesung „Kavitation“*, FST, TU-Darmstadt, (Wintersemester 2008/09)
- [36] MICHEL, J.P., FRANC, J.M.: *Fundamentals of Cavitation*, Kluwer Academic Publishers, Grenoble (2004)
- [37] Modelica-Sprachstandard: <http://www.modelica.org>, (zuletzt überprüft Mai 2009)
- [38] PELZ, P.: *Unterlagen zur Vorlesung „Fluidsystemtechnik“*, FST, TU-Darmstadt (2006)
- [39] PELZ, P.: *Unterlagen zur Vorlesung „Kavitation“*, FST, TU-Darmstadt (2008)
- [40] PLESSET, M.S., PROSPERETTI, A.: *Bubble Dynamics and Cavitation*, Annual Reviews of Fluidmechanics 1977.9: pp. 145 - 189, Pasadena, CA, USA, (1977)
- [41] RUGGERI, R.S., MOORE, R.D.: *Method for Prediction of Pump Cavitation Performance for Various Liquids, Liquid Temperatures, and Rotating Speeds*, (NASA Technical Note TN D-5292), NASA, Washington D.C., (1969)
- [42] SANDER, R.: *Compilation of Henry's Law Constants for Inorganic and Organic Species of Potential Importance in Environmental Chemistry*, Version 3, Max-Planck Institut für Chemie, Mainz, (1999)
- [43] SAUER, J.: *Kavitierende Strömungen - Ein neues Modell, basierend auf Front Capturing (VoF) und Blasendynamik*, (Dissertation), Universität Karlsruhe (2000)
- [44] SCHAAD, C., LUDWIG, G., STOFFEL, B.: *A new Device for Determination of gas Formation Rates Under Pressure-Gradients Appearing in Turbomachinery*, (Sixth International Symposium on Cavitation, CAV 2006), Wageningen, September (2006)
- [45] SCHAAD, C., BEINERT, C., BRUNN, B., LUDWIG, G., STOFFEL, B.: *The „In-Situ-Nozzle“, a Device for Measuring Tensile Strength of Fluids Directly in Operating Pump-Loops*, (Sixth International Symposium on Cavitation, CAV 2006), Wageningen, September (2006)
- [46] SCHAAD, C.: *Validierung eines mehrskaligen Turbulenzmodells in einem Navier-Stokes-Rechencode anhand Berechnung von Standard-Testfällen*, (Diplomarbeit), TFA, TU-Darmstadt, (2004)

- [47] SCHAAD, C., STOFFEL, B.: *Entwicklung und experimentelle Validierung eines Codes zur numerischen Berechnung kavitierender Strömungen anderer Flüssigkeiten als Wasser in Kreiselpumpen*, (Abschlussbericht zum AiF Forschungsvorhaben Nr. 13759 N/1), TFA, TU-Darmstadt, Oktober (2006)
- [48] SCHAAD, C., PELZ, P.: *Kavitierende Strömungen IIa*, (Abschlussbericht zum eigenmittelfinanzierten Forschungsvorhaben), FST, TU-Darmstadt, Januar (2008)
- [49] SCHILLING, R.: *Integrated Design System*, (VDMA Anwenderschulung), TU-München, (2007)
- [50] SCHLICHTING, H., GERSTEN, K.: *Grenzschicht Theorie*, 9. Auflage, Springer Verlag, (1997)
- [51] SIGLOCH, H.: *Technische Fluidmechanik*, 6. Auflage, Springer Verlag (2008)
- [52] SKODA, R.: *Numerische Simulation abgelöster und transitionaler Strömungen in Turbomaschinen*. (Dissertation), TU Munchen, (2003)
- [53] SPURK, J.H.: *Strömungslehre - Einführung in die Theorie der Strömungen*, Darmstadt, 4. Auflage, Springer Verlag, (1996)
- [54] STOFFEL, B.: *Skriptum zur Vorlesung „Kavitation“*, TFA, TU-Darmstadt, (2000)
- [55] STOFFEL, B.: *Skriptum zur Vorlesung „Turbomaschinen“*, TFA, TU-Darmstadt, (2000)
- [56] STRIEDINGER, R.: *Ein Beitrag zur Bedeutung der Wasserqualität und von Maßstabsgesetzen in Kreiselpumpen bei beginnender Kavitation*, (Dissertation), TFA, TU-Darmstadt (2002)
- [57] TROPEA, C., DAMASCHKE, N., NOBACH, H.: *Skriptum zur Vorlesung „Strömungsmesstechnik“*, SLA, TU-Darmstadt, (2004)
- [58] MARTIN, H. et al., *VDI Wärmeatlas*, 10. Auflage, Springer, Berlin, (2005)
- [59] WEBER, S.: *Konstruktive Modifikation einer Versuchsanlage zur Implementierung und visuellen Zugänglichkeit eines neuen Laufrads*, (Studienarbeit), TFA, TU-Darmstadt (2003)
- [60] WURSTHORN, S.: *Numerische Untersuchung kavitierender Strömungen in einer Modellkreiselpumpe*, (Dissertation), Universität Karlsruhe (2001)

Anhang

A. Numerische Behandlung des umströmten Profils in Glykol

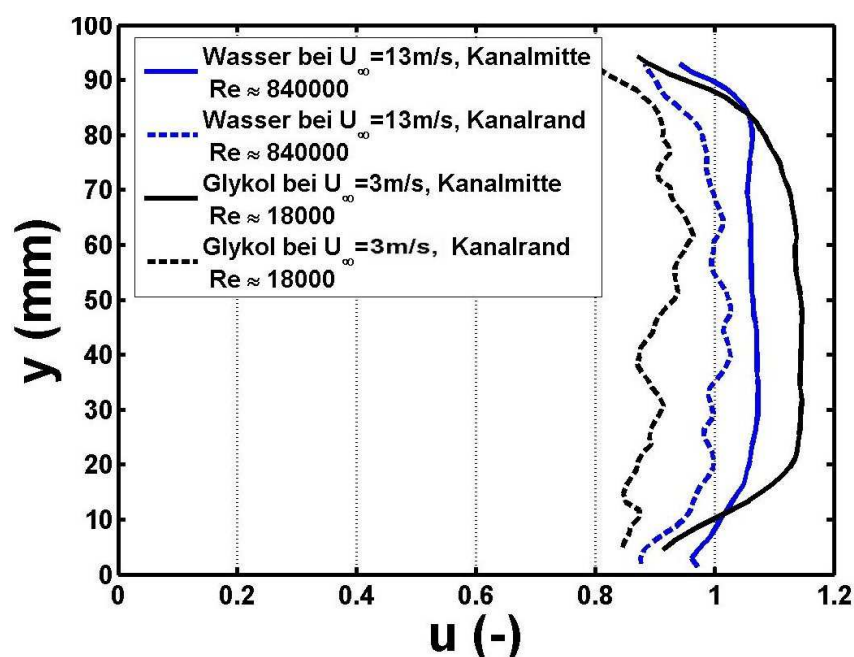


Abbildung A.1: Mit PIV gemessene Geschwindigkeitsprofile der ungestörten Kanalströmung

A.1. Implementierung eines Turbulenzmodells mit variablen Zeitskalen

In den Experimenten ohne Kavitation mit Glykol als Medium zeigte sich eine Ablösung, die mit den in dem vorhandenen NAVIER-STOKES-Code NS3D bereits implementierten linearen Wirbelviskositäts-Turbulenzmodellen ungenügend abgebildet werden konnte. Aus Erfahrungen bezüglich der besseren Vorhersagbarkeit von Ablösungen wurden

von dem Autor ein zusätzliches Turbulenzmodell nach Kim und Chen [33] implementiert und Vergleiche mit den vorhandenen Modellen angestellt.

Bei den hier betrachteten Modellen handelt es sich um REYNOLDS-gemittelte lineare Wirbelviskositätsmodelle. Im Falle des Standard- $k\varepsilon$ -Modells und des Realizable $k\varepsilon$ -Modells werden zwei, beim Kim-Chen-Modell vier Transportgleichungen für die turbulente Viskosität gelöst.

Beim Standard- $k\varepsilon$ -Modell wird bei Verwendung von Wandfunktionen die turbulente Viskosität nach Gleichung (A.1) bestimmt.

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A.1})$$

Die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipation ε werden durch die Transportgleichungen (A.2) und (A.3) bestimmt. Der Faktor C_μ wird konstant zu 0,09 gesetzt.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon_1} f_1 P_k \frac{\varepsilon}{k} + C_{\varepsilon_2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{A.3})$$

Die Werte für die Konstanten C_n wurden durch Kalibrierung in einer einfachen Scherströmung bei hohen REYNOLDSzahlen festgelegt. Die Modellierung der Produktionsrate P_k der turbulenten kinetischen Energie erfolgt mittels Gleichung (A.4).

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (\text{A.4})$$

Das Standard- $k\varepsilon$ -Modell berechnet in Gebieten mit hohen Beschleunigungen zu hohe turbulente kinetische Energien, welche zu negativen turbulenten Normalspannungen führen können.

Um dieses Defizit auszugleichen, versucht das Realizable $k\varepsilon$ -Modell durch algebraischen Eingriff in den C_μ -Faktor in Gleichung (A.1), physikalisch sinnvolle Einschränkungen für den REYNOLDS-Spannungs-Tensor zu erreichen.

Beim Kim-Chen-Modell wird zur Bestimmung der turbulenten Viskosität ν_t ein höherwertiger Ansatz gemacht. Beim Standard- $k\varepsilon$ -Modell und beim Realizable $k\varepsilon$ -Modell wird das turbulente Energiespektrum nur mit einem einzelnen Zeitmaß abgebildet. Das heißt, es wird nicht zwischen groß- und kleinskaligen Turbulenzbereichen unterschieden.

den. Es existiert nur eine turbulente kinetische Energie und deren Dissipation, wohingegen die Theorie der turbulenten Energiekaskade von einer Produktion turbulenter kinetischer Energie bei großen Skalen und deren kontinuierlichem, zeitversetzten Transfer zu kleineren Skalen und anschließender Dissipation ausgeht. Beim Kim-Chen-Modell wird daher eine Aufteilung des turbulenten Spektrums in zwei Längenbereiche vorgenommen, wie schon von HANJALIC ET AL. [22] vorgeschlagen. Die Besonderheit des hier verwendeten Modells besteht in der variablen Aufteilung des Spektrums. Die Summe der beiden Energien k_p im langwelligen Bereich und k_t im kurzwelligen, dissipierenden Bereich entspricht der turbulenten kinetischen Energie k des Standard- $k\varepsilon$ -Modells. Die Energietransferrate ε_p beschreibt den kontinuierlichen Transfer hin zu kleinskaliger, dissipativer Turbulenz k_t . Dissipation wird schließlich durch ε_t beschrieben. Die Modellvariablen und deren Aufteilung im turbulenten Energiespektrum sind Abb.(A.2) zu entnehmen.

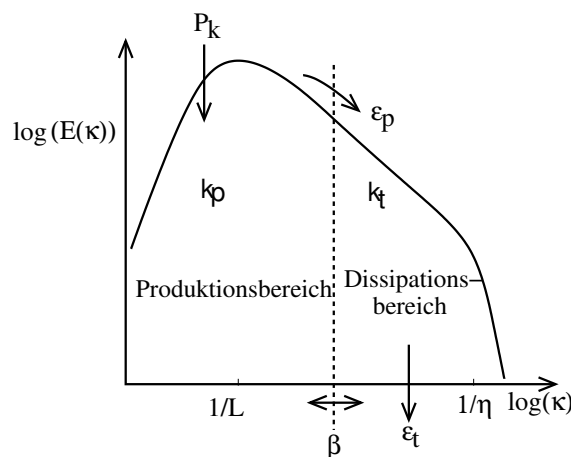


Abbildung A.2: Modellvariablen

Die Produktion turbulenter kinetischer Energie P_k erfolgt analog zum Standard- $k\varepsilon$ -Modell nach Gleichung (A.4).

Die turbulente Viskosität errechnet sich in diesem Modell durch Gleichung (A.5).

$$\nu_t = C_{\mu f} \cdot \frac{(k_p + k_t)^2}{\varepsilon_p} \quad (\text{A.5})$$

Der Faktor $C_{\mu f} = 0,09$ ist hier entsprechend dem Standard- $k\varepsilon$ -Modell gewählt. Die turbulente Viskosität hängt also in diesem Modell *nicht* von der Dissipationsrate ε ab, sondern vielmehr von der Energietransferrate zur kleinskaligen Turbulenz. Die Präsenz von kleinskaliger Turbulenz hat also keinen direkten Einfluss auf die Strömung.

Setzt man für den Faktor $C_{\mu f}$

$$C_{\mu f} = C_{\mu} \cdot \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_t} \quad (\text{A.6})$$

so ergibt sich die turbulente kinematische Viskosität zu

$$\nu_t = C_{\mu} \cdot \frac{(k_p + k_t)^2}{\varepsilon_t} \quad (\text{A.7})$$

Im Zähler steht also die Summe der Energien, im Nenner deren Dissipation in Analogie zum Standard- $k\varepsilon$ -Modell. Der Faktor C_{μ} allerdings ist variabel.

Zur Berechnung der vier Modellvariablen müssen die folgenden vier Transportgleichungen gelöst werden:

$$\frac{\partial k_p}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_p}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k_p}} \right) \frac{\partial k_p}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon_p \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial k_t}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_t}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k_t}} \right) \frac{\partial k_t}{\partial x_j} \right] + \varepsilon_p - \varepsilon_t \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon_p}} \right) \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial x_j} \right] + C_{p1} \frac{P_k^2}{k_p} + C_{p2} \frac{P_k \varepsilon_p}{k_p} - C_{p3} \frac{\varepsilon_p^2}{k_p} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial \varepsilon_t}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon_t}} \right) \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j} \right] + C_{t1} \frac{\varepsilon_p^2}{k_t} + C_{t2} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_t}{k_t} - C_{t3} \frac{\varepsilon_t^2}{k_t} \quad (\text{A.11})$$

Die Terme $C_{p1} \frac{P_k^2}{k_p}$ und $C_{t1} \frac{\varepsilon_p^2}{k_t}$ führen einerseits zu einer Erhöhung der Energietransfer-rate ε_p , wenn die Produktionsrate P_k groß ist, und andererseits zu einer Erhöhung der Dissipationsrate ε_t , wenn die Energietransferrate ε_p hoch ist, können also als variable Energietransferfunktionen aufgefasst werden.

Die Modellierung ist derart gestaltet, dass die Trennungslinie des turbulenten Spektrums sich zu niedrigen Wellenzahlen κ verschiebt, falls der Produktionsterm P_k hoch ist, und umgekehrt zu großen Wellenzahlen, falls die Dissipation überwiegt. Der Faktor β , der sich als Quotient der turbulenten kinetischen Energie des Produktionsbereichs zum Dissipationsbereich ergibt, zeigt sehr gut die Verteilung von Produktion und Dissipation. Es zeigt sich in Gleichung (A.12), die für die Wandbehandlung gilt und bei der Gleichgewichtsturbulenz vorausgesetzt ist, dass sich nach Einsetzen der Konstanten und $\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_p} = 1$ ein Wert von 0,25 ergibt. β -Werte über 0,25 zeigen also mehr Dissipation, kleinere Werte mehr Produktion, sagen allerdings nichts über die Absolutwerte der beiden Größen aus.

$$\frac{k_t}{k_p} = \beta = \frac{\kappa^2}{\sigma_{ep} \cdot \sqrt{C_{\mu f} \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_p}} \cdot (C_{p3} - C_{p2} - C_{p1})} - 1 \quad (\text{A.12})$$

A.2. Korrekte Berechnung der Ablösung ohne Kavitation

Das Gitter für die Berechnung des gepfeilten Profils besteht aus einem O-Netz mit vier Blöcken und ca. 150 000 Zellen (siehe Abbildung A.3). Für die Benutzung von Wandfunktionen musste der Wandabstand der ersten Zellen bei der Verwendung von Glykol vergrößert werden, die Gesamtzellenanzahl blieb jedoch erhalten.

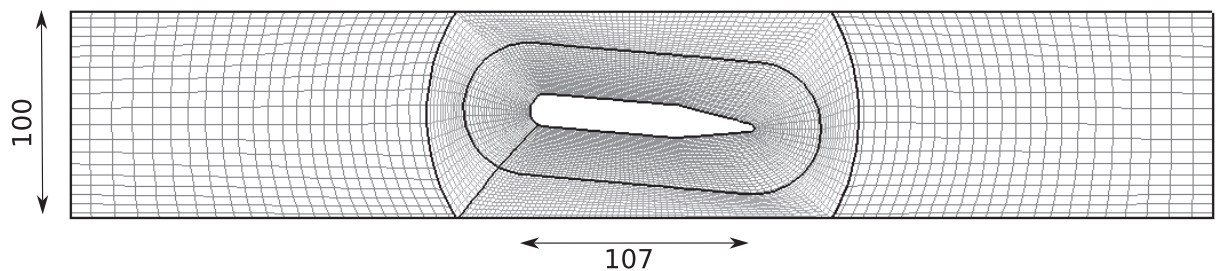


Abbildung A.3: CFD-Gitter des Profils

Mit dem Standard- $k\varepsilon$ -Modell konnte die Ablösung, die bei Glykol immer und bei Wasser mit niedrigen Geschwindigkeiten mit PIV gemessen werden konnte (Abb. A.4), nicht berechnet werden.

Bei Verwendung des Realizable $k\varepsilon$ -Modell konnte zumindest die Ablösung im Bereich des hinteren Teils des Profils dargestellt werden. Das Kim-Chen-Modell war in der Lage, die gemessene Ablöseblase korrekt zu berechnen. (siehe Abb. A.5)

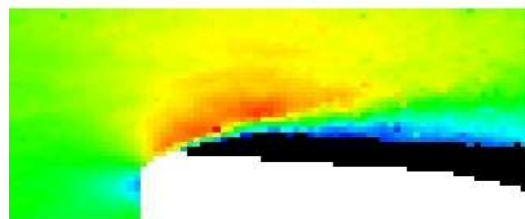


Abbildung A.4: Mit PIV gemessene Ablösung am vorderen Kanalrand bei Glykol

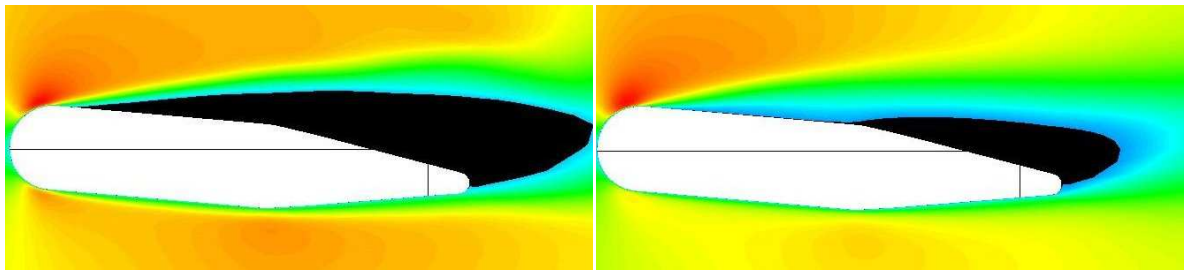


Abbildung A.5: Mit Kim-Chen-Modell (li.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re.) berechnetes Geschwindigkeitsfeld am Kanalrand

A.3. Rechnungen mit Kavitation

In Abb. A.6 sind gemessene Mittelwerte des Dampfgehalts sowie der Geschwindigkeiten in einem Schnitt 2 mm oberhalb des Profils in Glykol im Vergleich zu den CFD-Rechnungen mit Kim-Chen-Modell und Realizable $k\epsilon$ -Modell dargestellt. Die CFD-Berechnungen dienten dem Vergleich der beiden Turbulenzmodelle und wurden unter Einsatz des umodifizierten Dampfdrucks durchgeführt. In Abb. A.7 sind oben verschiedene Momentanaufnahmen mit den vorherigen CFD-Darstellungen verglichen. Es zeigt sich, dass die Geschwindigkeitsfelder mit den Ablösewirbeln und die Dampf-mittelwerte mit beiden Turbulenzmodellen recht gut dargestellt werden können. Man erkennt den mit beiden Turbulenzmodellen zu niedrig eingeschätzten Dampfgehalt im unteren Profilbereich, der auf Wechselwirkungen des Kavitations- mit den Turbulenzmodellen zurückzuführen sein muss.

Abb. A.8 und A.9 zeigen die Größe der Ablösezonen beziehungsweise die Struktur der Kavitationszone mit Geschwindigkeitsvektoren. Es fällt auf, dass das Realizable $k\epsilon$ -Modell in diesem Fall (mit Kavitation) eine größere Ablösezone wie auch eine etwas nach unten verschobene Kavitationszone aufweist. Es ist jedoch anzumerken, dass die stationären Lösungen stark zu Schwingungen neigen und somit auf das in Realität sehr stark instationäre Verhalten reagieren, also nur bedingt Aussagecharakter aufweisen.

In Abb. A.10 sind die Werte von β (siehe Kap. A.1) des Kim-Chen-Modells mit Kavitation dargestellt. Werte von $\beta=0,25$ entsprechen Gleichgewichtsturbulenz, Werte größer 0,25 mehr kleinskaliger Turbulenz und umgekehrt. Auch hier zeigt sich der stark instationäre Charakter der Strömung. Es stellt daher eine interessante Perspektive dar, den β -Wert in künftige noch zu entwickelnde Kavitationsmodelle als Turbulenzparameter einzuführen und damit die Interaktion von Turbulenz und Kavitation besser zu modellieren als es in bisher existierenden Modellen erfolgt.

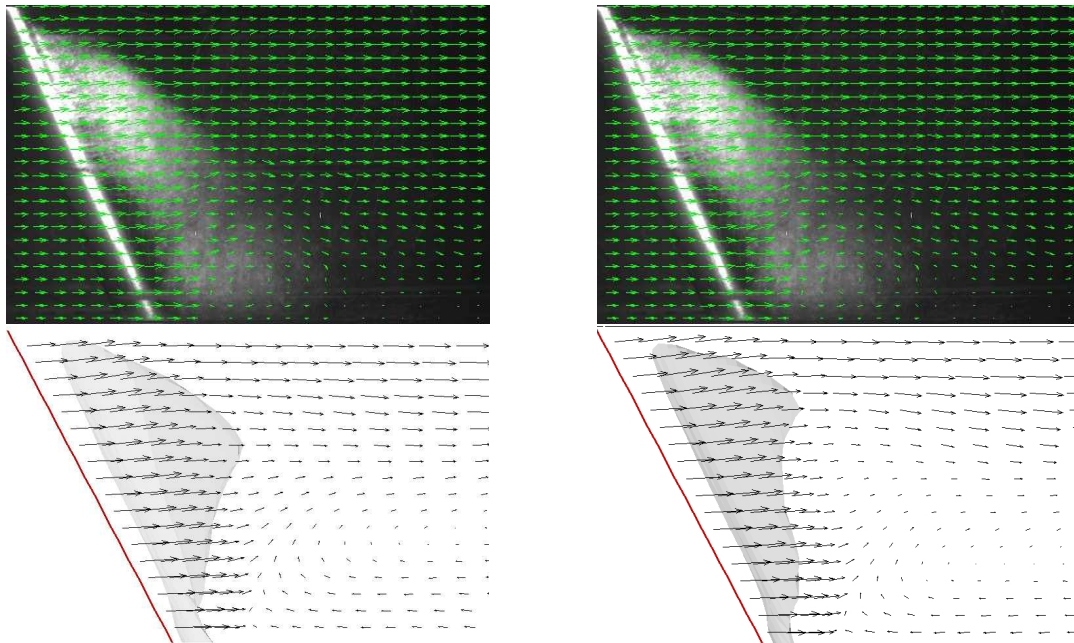


Abbildung A.6: Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Kavitationszone, verglichen mit Mittelwerten und PIV-Messung (o.)

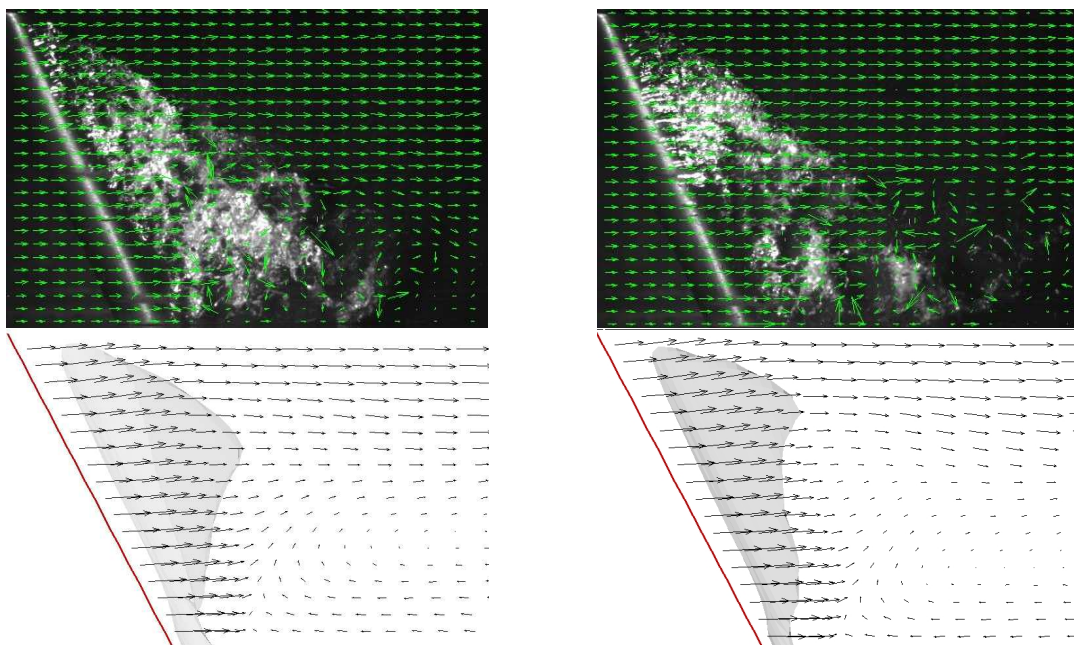


Abbildung A.7: Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Kavitationszone, verglichen mit versch. Momentanaufnahmen der PIV-Messung (o.)

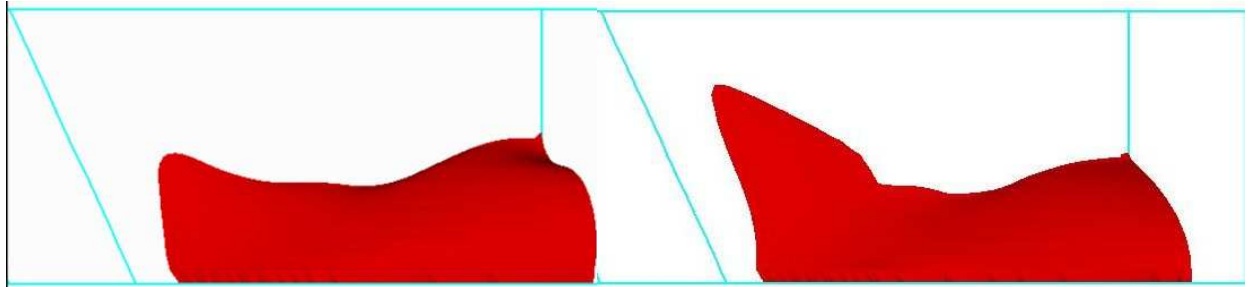


Abbildung A.8: Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Ablösezone

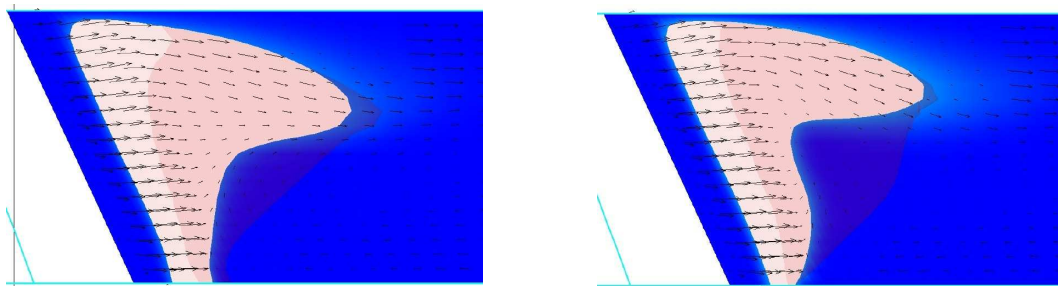


Abbildung A.9: Mit Kim-Chen-Modell (li. u.) und Realizable $k\epsilon$ -Modell (re. u.) berechnete Kavitationszone in zwei Ebenen

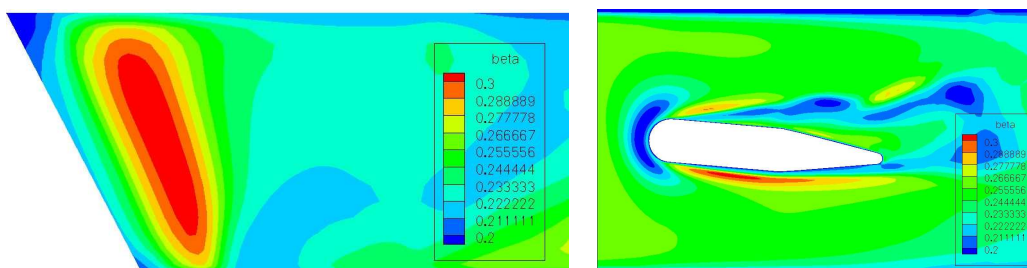


Abbildung A.10: β -Werte in Glykol mit Kavitation von oben / Seite

B. Details der Regelung der Zerreißapparatur

Um Instabilitäten zu vermeiden, wurden die Werte des adaptiven Faktors für den integralen Anteil auf -10 000 bis +10 000 sowie den proportionalen Anteil auf 1,8 begrenzt. Ein Zeitschritt mit dem Index n des Reglers sieht folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned}
 \Delta p &= p_{ist} - p_{soll} \\
 K_n &= K_{n-1} + \Delta p \\
 D_n &= \Delta p \\
 K_n &= -10000 < K_n < 10000 \\
 I_{dyn} &= \frac{I}{p_{soll}} \\
 S_{Servo,soll} &= \Delta p \cdot P + K_n \cdot I_{dyn} + (D_n - D_{n-1}) \cdot D
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

C. Überlegungen zum Geschwindigkeitseinfluss

In Abb. C.1 sind der Druckverlauf und der Druckgradient einer typischen Stromlinie im Bereich einer Schaufel dimensionslos dargestellt. Der Druck in einem Kreislauf verhält sich quadratisch und der Druckgradient bei der Umströmung der Schaufel kubisch proportional zur Strömungsgeschwindigkeit. Dies hat einerseits Einfluss auf die Verweilzeiten und diffusive Effekte, andererseits kann dadurch eine Analogie zur Bestimmung der effektiven Zerreißdrücke gezogen werden.

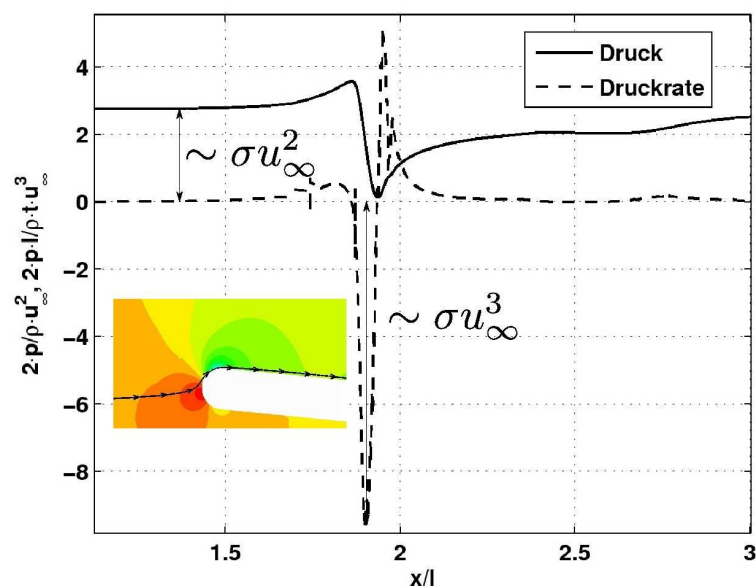


Abbildung C.1: Typischer Druckverlauf längs einer Stromlinie

In den Versuchen zum Geschwindigkeitseinfluss am angestellten Profil zeigte sich die Anwendbarkeit der von KELLER vorgeschlagenen Korrektur der Kavitationszahl durch das Quadrat der Geschwindigkeit (Abbildung C.2). Sowohl im eindimensionalen Simulationsmodell der erweiterten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung als auch in den Versuchen

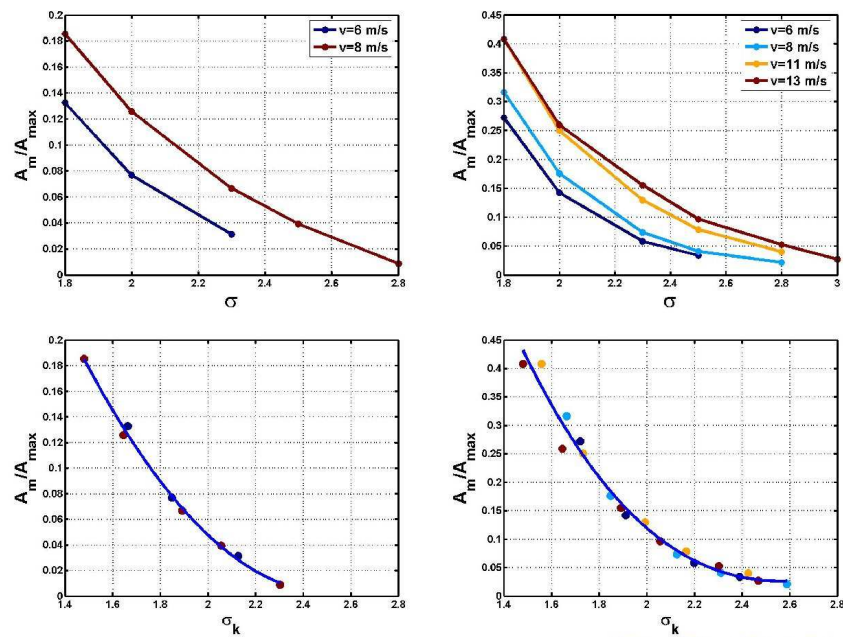


Abbildung C.2: Einfluss der Geschwindigkeit auf die Größe der Kavitationszone und Korrektur nach KELLER

in der Zerreißmaschine konnte ein Ansteigen der effektiven Zerreißdrücke bei Aufprä-
gung höherer Druckabfallraten beobachtet werden. Trägt man nun die effektiven Zer-
reidrücke über der geschwindigkeitsproportionalen dritten Wurzel der Druckabfallrate
auf, so zeigt sich ebenfalls ein Zusammenhang, welcher mit der KELLER'schen Korrek-
tur angenähert werden kann. Möglicherweise ist hier ein Ansatzpunkt zur zusätzlichen
Einbeziehung des *Geschwindigkeitseffekts* in die Untersuchungen zum effektiven Zer-
reidruck gegeben.

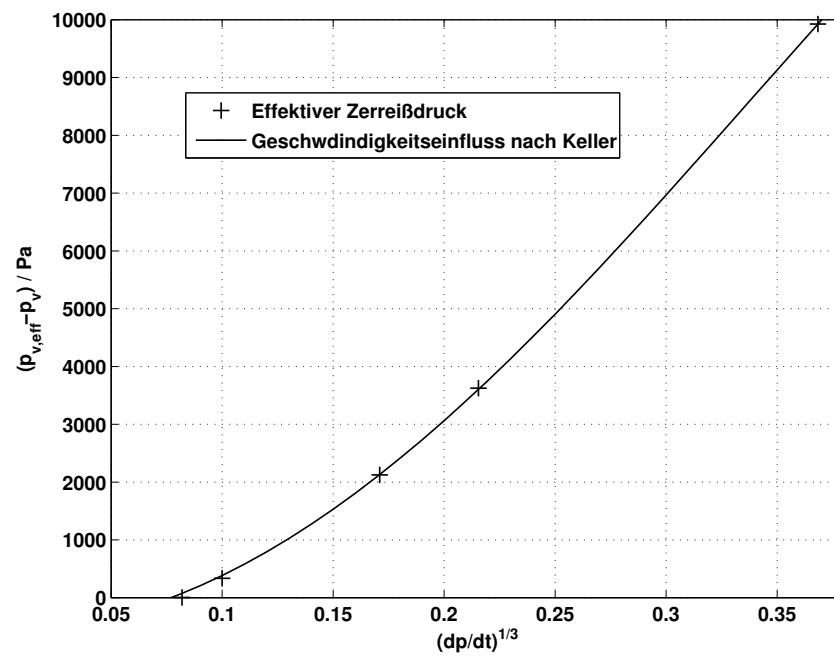


Abbildung C.3: Mit dem eindimensionalen Modell berechnete effektive Zerreißdrücke über einer geschwindigkeitsproportionalen Druckabfallrate